

Entwicklung und Aufbau eines Elektronenstrahl- Extraktionssystems für die Frankfurter EZR-Ionenquelle

Diplomarbeit

vorgelegt von

Steffen Runkel

**am Institut für Kernphysik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main**

Januar 1998

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	EZR-Ionenquellen	6
2.1	Prinzip einer EZR-Ionenquelle	6
2.2	Ionisation durch Elektronenstoß	7
2.3	Verluste durch Ladungsaustausch	11
2.4	Magnetischer Plasmaeinschluß.....	12
2.4.1	Die E-Drift.....	13
2.4.2	Die grad B-Drift	16
2.4.3	Der magnetische Spiegel.....	17
2.5	Der Ioneneinschluß.....	20
2.6	Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Plasma.....	23
2.7	EZR-Heizung	25
3	Ionenextraktion	27
3.1	Raumladungsbegrenzte Ionenextraktion aus einem Plasma.....	27
3.2	Emittanz	29
3.3	Klassische Extraktion und Elektronenstrahl-Extraktion.....	31
3.3.1	Lokale Potentialabsenkung	32
3.3.2	Verbesserung der Emittanz	32
3.3.3	Kompensation von inneren Raumladungskräften des Ionenstrahls	33
3.3.4	Vorionisation von neutralem Quellengas.....	34
3.3.5	Erzeugung von Sekundärelektronen.....	35
3.3.6	Erzeugung von Festkörperionen.....	35

4	Elektronenstrahlerzeugung und –fokussierung	37
4.1	Erzeugung von freien Elektronen	37
4.2	Diodensysteme	37
4.3	Der Pierce-Rand	38
4.4	Fokussierung eines Elektronenstrahls	40
5	Experimenteller Aufbau	44
5.1	Die Frankfurter EZR-Ionenquelle	44
5.2	Die Elektronenkanone	48
5.2.1	Die Kathode	48
5.2.2	Die Abschirmung der Kathode	49
5.2.3	Gesamtaufbau der Elektronenkanone	52
5.2.4	Der Kollektor	55
5.3	Gesamtaufbau	57
6	Experimentelle Ergebnisse	60
6.1	Erster Testeinbau ohne wassergekühlten Kollektor	60
6.2	Extraktionssystem zusammen mit wassergekühltem Kollektor	63
6.2.1	Verluste von nicht-optimierten Ladungszuständen durch die Ionenoptik ..	64
6.2.2	Einfluß der <i>disk</i> -Funktion auf die Ladungsverteilung	66
6.2.3	Die Erzeugung von Ionen ohne Mikrowellenleistung (EBIS-Betrieb)	67
6.2.4	Einfluß des Elektronenstrahls auf die Ladungsverteilung	68
7	Zusammenfassung und Ausblick	74
8	Literaturverzeichnis	76
9	Anhang	79

1 Einleitung

Das Interesse an Strahlen von hochgeladenen Ionen in der Grundlagenforschung, sowie in verschiedenen Anwendungsbereichen ist in den letzten Jahren deutlich gestiegen. Hierdurch entsteht ein Bedarf an Ionenquellen zur Erzeugung von hochgeladenen Ionenstrahlen für den Einschluß in Ionenbeschleuniger (z. B.: RFQ-Beschleuniger, Zyklotrons, Synchrotrons), für Experimente der Atom-, Festkörper- und Oberflächenphysik, industrielle, biologische und medizinische Anwendungen.

Die hochgeladenen Ionen können auf verschiedene Weise erzeugt werden. Eine klassische Variante ist die Erzeugung von einfach oder niedrig geladenen Ionen, diese werden dann beschleunigt und durch eine Stripper-Folie geschossen. Dabei streifen die niedrig geladenen Ionen weitere Elektronen ab und können somit in hohe Ladungszustände übergehen. Da bei dieser Methode die erreichbaren Ladungszustände von der Geschwindigkeit der niedrig geladenen Ionen abhängt, ist dies jedoch nur in einer Großbeschleuniger-Anlage wie z. B. der Gesellschaft für Schwerionenforschung möglich. Eine bessere Methode ist die Produktion der hochgeladenen Ionen direkt in einer Quelle. Hierbei gibt es drei moderne Quellentypen, die weltweit verbreitet im Einsatz sind und an denen intensiv Forschung betrieben wird. Hierzu zählen die Elektronenstrahlionenquellen (Electron Beam Ion Source, EBIS), die Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen (Electron-Cyclotron-Resonance Ion Source, ECRIS)¹ und die Laser-Ionenquelle (Laser Ion Source, LIS). Bei allen drei Quellentypen erfolgt die Ionisation der Atome vorwiegend durch Elektronenstoß.

In einer EBIS wird ein hochintensiver Elektronenstrahl in einer Elektronenkanone erzeugt und in einem Gleichspannungsfeld beschleunigt. Die hierdurch einfach ionisierten Teilchen werden durch das Raumladungspotential des Elektronenstrahls radial, sowie durch einen, mit Hilfe von Driftröhren erzeugten Potentialtopf axial eingeschlossen und in immer höhere Ladungszustände sukzessiv ionisiert. Durch äußere Magnetfelder wird der Elektronenstrahl so stark komprimiert, daß man Elektronenstrahldichten mit bis zu 5000 A/cm^2 bei Elektronenenergien bis zu 200 keV erreicht, so daß die Ionisationswahrscheinlichkeiten ausreichen, um sogar Uran vollständig zu ionisieren. Die Vorteile bei diesem Quellentyp liegen in dem Erreichen von höchstgeladenen Ionen bei exzellenten Strahlqualitäten (kleine Emittanzen) und besten Vakuumbedingungen. Jedoch erhält man die höchstgeladenen Zustände nur im Pulsbetrieb, und die Summe der erreichbaren Ladungen pro Puls sind stark limitiert.

In EZR-Ionenquellen werden langsame Elektronen mit Hilfe von Hochfrequenzfeldern nach dem Zyklotron-Resonanz-Prinzip auf Energien bis mehrere hundert keV beschleunigt. Mit Hilfe von speziellen Magnetfeldanordnungen werden die Elektronen eingeschlossen, so daß die Ionen dem ständigen Bombardement an Elektronen ausgesetzt sind und somit sukzessiv in hochgeladene Zustände kommen. Der Einschluß der Ionen erfolgt durch Potentialunterschiede im Plasma und kann somit nicht, wie bei einer EBIS, von außen gesteuert werden. Daher erreicht man in EZR-Ionenquellen zur Zeit noch nicht die höchst möglichen Ladungszustände, jedoch erhält man hohe Ströme an hochgeladenen Ionen im Dauerstrich- oder im Puls-Betrieb. Des weiteren zeichnet sich dieser Quellentyp durch eine sehr hohe Lebensdauer und sehr stabilen Langzeitbetrieb aus. Die Nachteile liegen an der beschränkten Strahlqualität, sowie an dem hohen Energieverbrauch, wenn die Magnetfelder nicht durch Permanentmagnete erzeugt werden.

¹ im folgenden auch mit EZR-Ionenquellen abgekürzt

Ein völlig anderer Ionenquellentyp ist die Laser-Ionenquelle. Hierbei wird ein dichtes heißes Plasma mit Hilfe eines Laserpulses erzeugt. Man schießt einen gut fokussierten Hochenergie Laserpuls (Energiedichten $> 10^8 \text{ W/cm}^2$) auf ein festes Target, welches aus dem Material besteht, das ionisiert werden soll. Der Laserpuls ionisiert Teilchen durch Multiphotonanregung von dem Target. Die hierbei erzeugten Elektronen werden durch die starken Laserfelder auf Energien bis mehrere hundert eV aufgeheizt, so daß lokal ein dichtes heißes Plasma entsteht. Die Ionisation erfolgt dann ähnlich wie bei der ECRIS durch Elektronenstoß. Die Ladungszustandsverteilung einer LIS ist stark abhängig von der Energiedichte des Lasers. Der wesentliche Vorteil ist der einfache und kompakte Aufbau der Quelle, sowie die Erzeugung von Festkörperionen jeglicher Art. Der Nachteil liegt in der extrem kurzen Pulslänge und einer sehr niedrigen Wiederholungsrate.

Für die meisten Anwendungen hat sich die EZR-Ionenquelle durchgesetzt, da diese relativ hohe Ströme an hochgeladenen Ionen liefern kann. Hierbei unterscheidet man zwischen Anwendungen von niederenergetischen Ionen (Beschleunigungsspannungen $< 100 \text{ kV}$), bei denen der Ionenstrahl verwendet wird, wie er direkt aus der Quelle kommt. Hierzu gehören u. a. die Materialanalyse, die Oberflächenmodifikation (z. B. Ionenstrahlputtern, Ionenstrahlätzen) und atomphysikalische Untersuchungen (z. B. zur Dynamik in Vielelektronensystemen). Weitere Anwendungen sind durch einen nachbeschleunigten Ionenstrahl gegeben. Hierzu zählen Ionenimplantation und Untersuchungen von Stoßprozessen mit verschiedenen Festkörper- und Gastargets und Stoßprozesse mit anderen Ionenstrahlen. Im letzten Bereich, dem der Hochenergiephysik, wie er in Großbeschleuniger-Anlagen betrieben wird, kommen eine große Vielzahl an Anwendungen hinzu. Hierbei wird der Ionenstrahl durch mehrere Linear- und Kreisbeschleuniger auf hohe Energien gebracht, um dann auch für kernphysikalische- und Elementarteilchenforschung zur Verfügung zu stehen. Es seien hier nur einige von zahlreichen Anwendungsmöglichkeiten aufgezählt, die Erzeugung von Superschweren-Elementen, die Tumorbehandlung und die Erzeugung von extrem dichter Materie dem Quark-Gluonen-Plasma.

Für atomphysikalische Experimente und Materialforschung ist am Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt eine EZR-Ionenquelle-RFQ-Beschleuniger im Aufbau, die wahlweise einen niederenergetischen Ionenstrahl bei Beschleunigungsspannungen zwischen 5 und 100 kV oder einen, durch einen (ve)-RFQ-Beschleuniger (Radio-Frequenz-Quadrupol-Beschleuniger mit variabler Energie) nachbeschleunigten hochenergetischen Ionenstrahl mit Energien zwischen 100 und 200 keV/u liefern kann [1, 2].

Einen Grundriß der Anlage ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Hierbei sind die bereits fertiggestellten Komponenten der Anlage: die 14.4-GHz-EZR-Ionenquelle, der $90^\circ - 137^\circ$ Analysiermagnet, der (ve)-RFQ-Beschleuniger und verschiedene ionenoptische und diagnostische Einheiten, sowie der geplante Hochenergiezweig hinter dem RFQ-Beschleuniger eingezeichnet. An der Anlage stehen zur Zeit bereits niederenergetische Ionenstrahlen für Experimente zur Verfügung. Die Hochenergiestrahkanäle hinter dem RFQ-Beschleuniger werden zur Zeit geplant und aufgebaut [3].

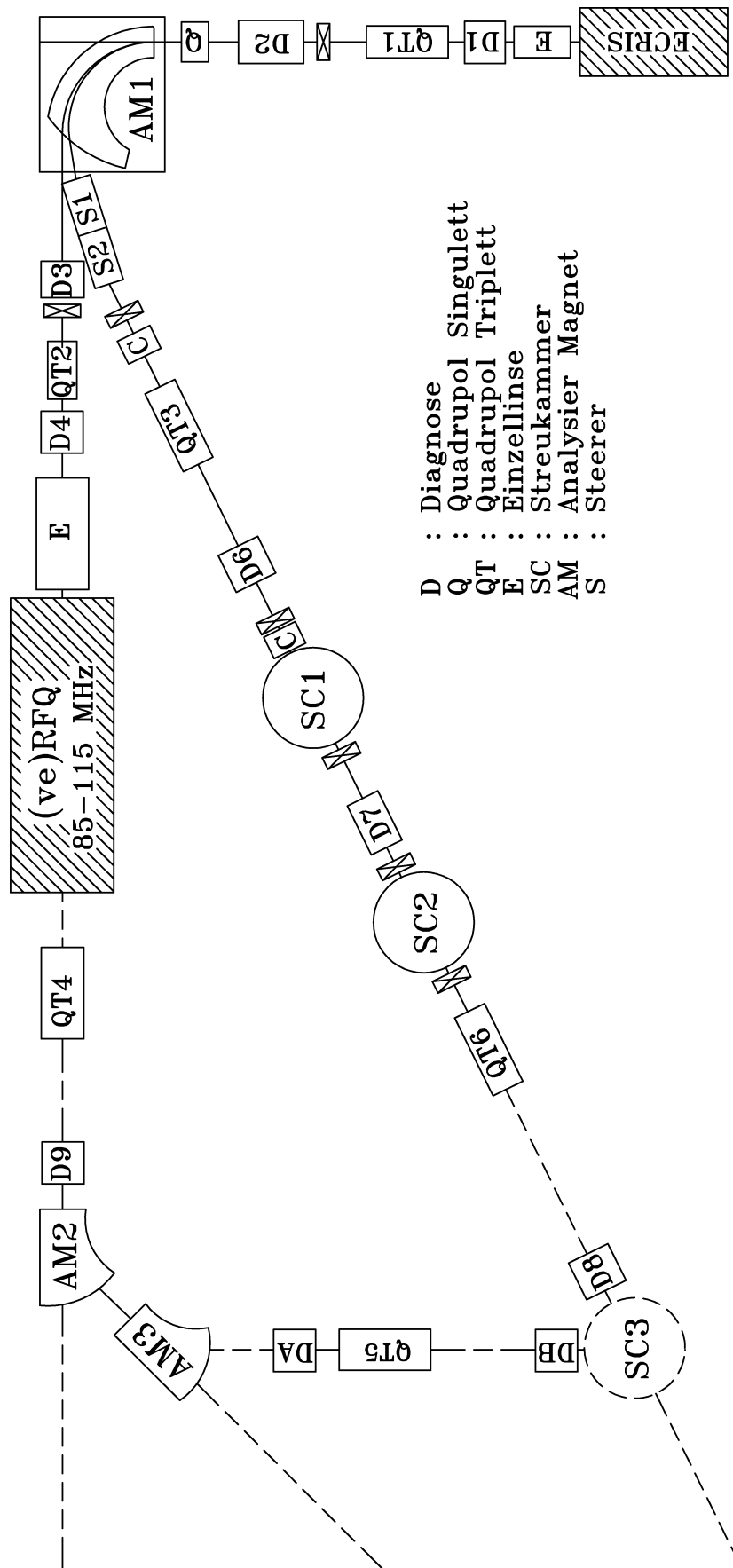


Abbildung 1.1: Grundriß der Frankfurter 14.4-GHz-EZR-(ve)-RFQ-Anlage. Die durchgezogenen Linien zeigen die bereits fertiggestellten Komponenten, die gestrichelten Linien die geplanten Komponenten.

2 EZR-Ionenquellen

Entscheidende Parameter einer EZR-Ionenquelle sind die extrahierten Ionenströme, die Verteilung der extrahierten Ionen als Funktion des Ladungszustandes (hier besonders die Lage des Maximums) und die Strahlqualität. Diese Charakteristiken sind abhängig von der Höhe der Mikrowellenfrequenz, dem magnetischen Einschuß der Plasma-Elektronen, der Elektronendichte, der Elektronenenergie, dem Ionisationsgrad des Plasmas und der Ioneneinschlußzeit. Im folgenden wird der prinzipielle Aufbau einer EZR-Ionenquelle, sowie die einzelnen Parameter und deren Zusammenhänge beschrieben.

2.1 Prinzip einer EZR-Ionenquelle

Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen sind sogenannte Heißplasma-Ionenquellen zur Erzeugung von mehrfach hochgeladenen Ionen. Der prinzipielle Aufbau einer EZR-Ionenquelle ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Sie besteht aus einer Vakuumkammer, in welche eine Mikrowellenleistung fester Frequenz eingestrahlt wird, einem Einlaßsystem für das Quellengas, einem Spulenpaar, welches ein magnetisches Spiegelfeld für den axialen Plasmaeinschuß erzeugt, einem Multipolmagneten (zumeist Hexapol) für den radialen Plasmaeinschuß, eine negativ vorgespannte Scheibe (*biased disk*), welche „kalte“ Elektronen an das Plasma abgibt und einem Extraktionssystem, welches die Ionen, die axial dem Plasma verlorengehen zu einem Strahl formiert.

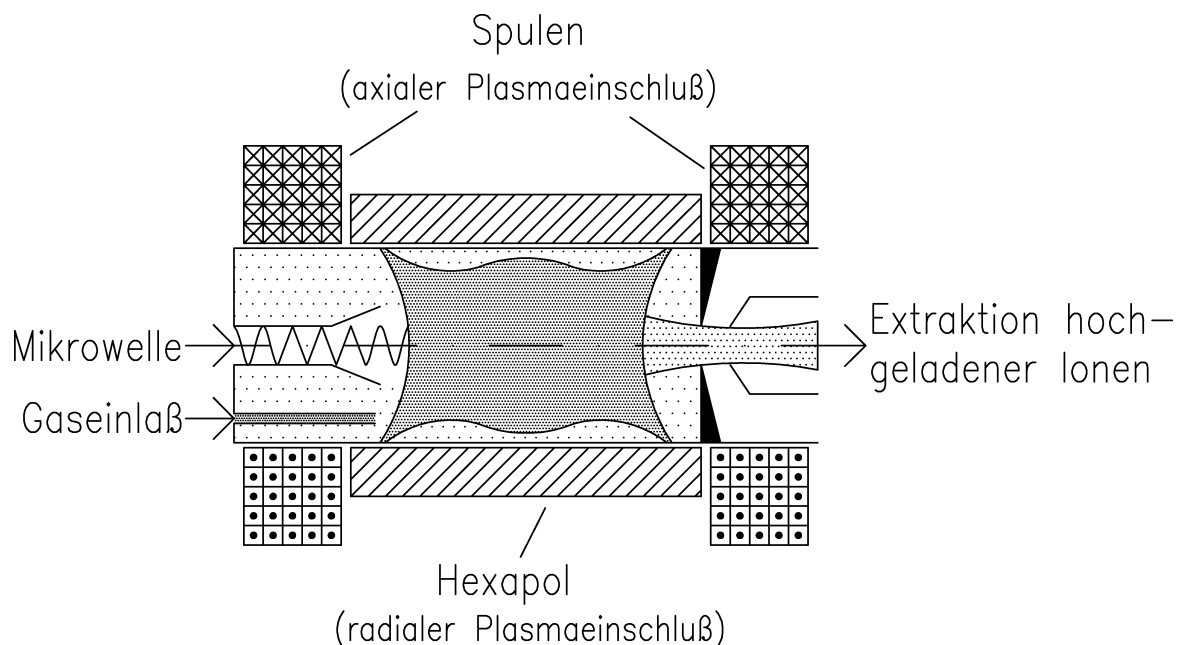


Abbildung 1.1: Prinzipieller Aufbau einer Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle.

Strahlt man Mikrowellenleistung bestimmter Frequenz in ein Gebiet, in dem sich ein Magnetfeld von ausreichend hoher Feldstärke befindet, so kann bei einem bestimmten

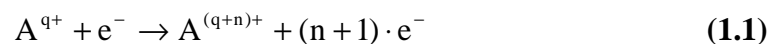
Gasdruck mit Hilfe der Zyklotron-Resonanzbedingung für Elektronen ein Plasma gezündet werden.

Durch spezielle Anordnung von axialen und radialen Magnetfeldkomponenten (magnetische Minimum-B Struktur) erzielt man den höchst möglichen Plasmaeinschluß zur Erzeugung von heißen Plasma-Elektronen durch Mikrowellenleistung. Die Ionen im Plasma werden nicht aufgeheizt, sondern bleiben nahezu thermisch. Aus diesem Grund ist die Wechselwirkung zwischen den „langsamen“ Plasma-Ionen und dem Magnetfeld sehr gering. Der Einschluß der Plasma-Ionen kann daher nur elektrostatisch durch das Raumladungsfeld der magnetisch eingeschlossenen Plasma-Elektronen erfolgen.

Die Ionen erreichen ihre hohen Ladungszustände durch sukzessive Einfachionisation durch Elektronenstoß. Dies setzt voraus, daß die Ionen für eine gewisse Zeit in dem Plasma eingeschlossen sind, um in einen möglichst hohen Ladungszustand ionisiert zu werden.

2.2 Ionisation durch Elektronenstoß

Die Ionisation eines Atoms oder eines Moleküls kann auf verschiedene Weise erfolgen, z. B. durch Elektronenstoßionisation, Photoionisation, Feldionisation oder Oberflächenionisation. Der entscheidende Ionisationsprozeß in EZR-Plasmen ist die Ionisation durch Elektronenstoß. Die zur Ionisation notwendigen Energien für die Elektronen der verschiedenen Elemente variieren im Bereich von einigen eV bis knapp über 100 keV für die innersten Elektronen des Urans. Die allgemeine Reaktionsgleichung, welche alle möglichen Prozesse der Ionisierung durch Stoßionisation beinhaltet, kann geschrieben werden als



Die Ionisation von Atomen nach der oben angegebenen Gleichung, kann durch Ein- oder Mehrstufenprozesse erfolgen. Beim Einstufenprozeß wechselwirkt das stoßende Elektron mit nur einem Hüllenelektron des Targets, beim Mehrstufenprozeß mit mehreren. Daher kann man zwischen folgenden Prozessen unterscheiden: Ein oder mehrere Elektronen können direkt aus der Außenschale der Atome entfernt werden, oder Elektronen aus inneren Schalen können angeregt werden, was zum Auger- oder zum *shake-off*-Prozeß führen kann. Beim Auger-Prozeß wird die in der inneren Schale entstandene Lücke mit einem Elektron aus einer weiter außen liegenden Schale aufgefüllt. Die hierbei frei werdende Energie wird direkt auf ein zweites Elektron einer äußeren Schale abgegeben, wodurch es zur Emission von sogenannten Auger-Elektronen kommen kann und somit zu einer weiteren Ionisation. Beim *shake-off*-Prozeß kommt es zur Emission von Elektronen aufgrund der Neuordnung der Elektronenstruktur des Atoms, nachdem ein Elektron aus einer inneren Schale herausgeschlagen wurde. Durch diese massive Störung ändert sich die effektive Ladung und damit die Abschirmung des Kernpotentials, was wiederum eine Änderung der Wellenfunktion der Hüllenelektronen zur Folge hat.

Die Erzeugung von mehrfach geladenen Ionen erfolgt durch sukzessive Ionisation der Atome/Ionen durch die oben beschriebenen Prozesse. Die nachfolgenden Betrachtungen beziehen sich hauptsächlich auf Argon, da dieses als Quellengas am häufigsten verwendet wird. Die Ionisationsenergien für Argon sind in Anhang A aufgeführt. Müller et al. [1] haben aus gemessenen Wirkungsquerschnitten für die Ionisation von Argon vom

Ladungszustand i in den Ladungszustand $i+1$ in Anlehnung an die Lotz-Formel [2, 3] eine semi-empirische Formel hergeleitet:

$$\sigma_{i,i+1} = 1,4 \cdot 10^{-13} \cdot \frac{\ln\left(\frac{E_e}{E_i}\right)}{E_e \cdot E_i} (\text{eV})^2 \text{ cm}^2 \quad (1.2)$$

E_e ist die Elektronenenergie und E_i ist die Ionisationsenergie für den i -ten Ladungszustand. Diese Formel steht in sehr guter Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen für die Ionisation von Argon. Die Ionisation vom Ladungszustand i in den Ladungszustand $i+1$ für die Elemente von Wasserstoff bis Zink wird durch eine semi-empirische Formel von Lotz beschrieben. Diese Formel kommt im allgemeinen den gemessenen Daten am nächsten.

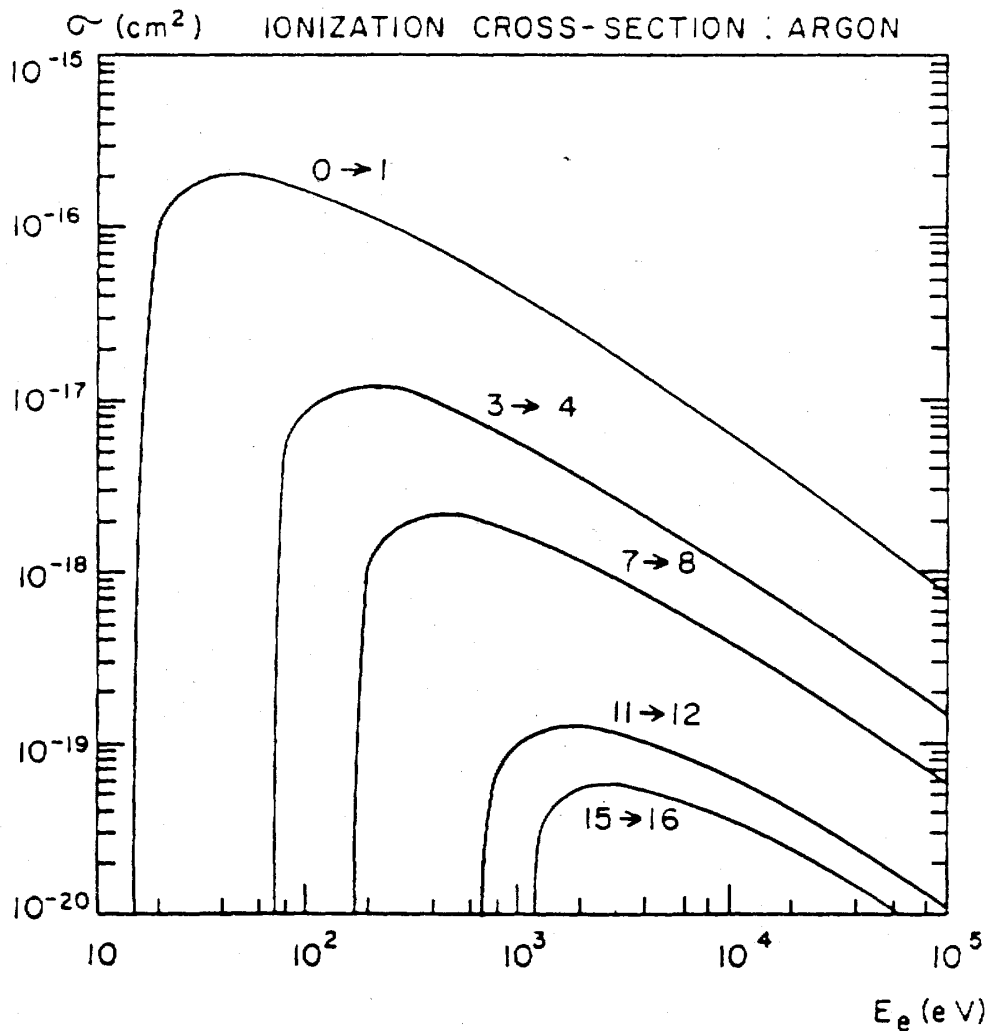


Abbildung 1.2: Berechnungen für einige Elektronenstoß-Wirkungsquerschnitte für die Ionisation von Argon mit Hilfe der Müller-Salzburg Formel.

Die Wirkungsquerschnitte für die Ionisation von Argon in Abhängigkeit von der Elektronenenergie sind in Abbildung 1.2 dargestellt [4]. Die Wirkungsquerschnitte für die Ionisation von Atomen, die sich bereits in einem ionisiertem Zustand befinden, nehmen mit zunehmendem Ladungszustand ab.

Die Anzahl an Ionen vom Ladungszustand i , welche durch Elektronenstoß erzeugt werden, ist gegeben durch:

$$R_{\text{Erzeug},i} = n_e \cdot \langle \sigma_{i-1,i} \cdot v_e \rangle \cdot n_{i-1} \quad (1.3)$$

wobei n_e die Elektronendichte ist; $\langle \sigma_{i-1,i} \cdot v_e \rangle$ ist der Erzeugungskoeffizient, er setzt sich aus dem Produkt von Elektronenstoß-Wirkungsquerschnitt von Ladungszustand $i-1$ zu i und der Elektronengeschwindigkeit, gemittelt, über die Elektronenenergieverteilung (Maxwell-Verteilung) zusammen; und n_{i-1} die Ionendichte vom Ladungszustand $i-1$. Der Erzeugungskoeffizient in Abhängigkeit von der Elektronenenergie ist in Abbildung 1.3 aufgetragen. Die ideale Elektronenenergie für die Produktion von Ar^{8+} liegt im Bereich von 1 keV.

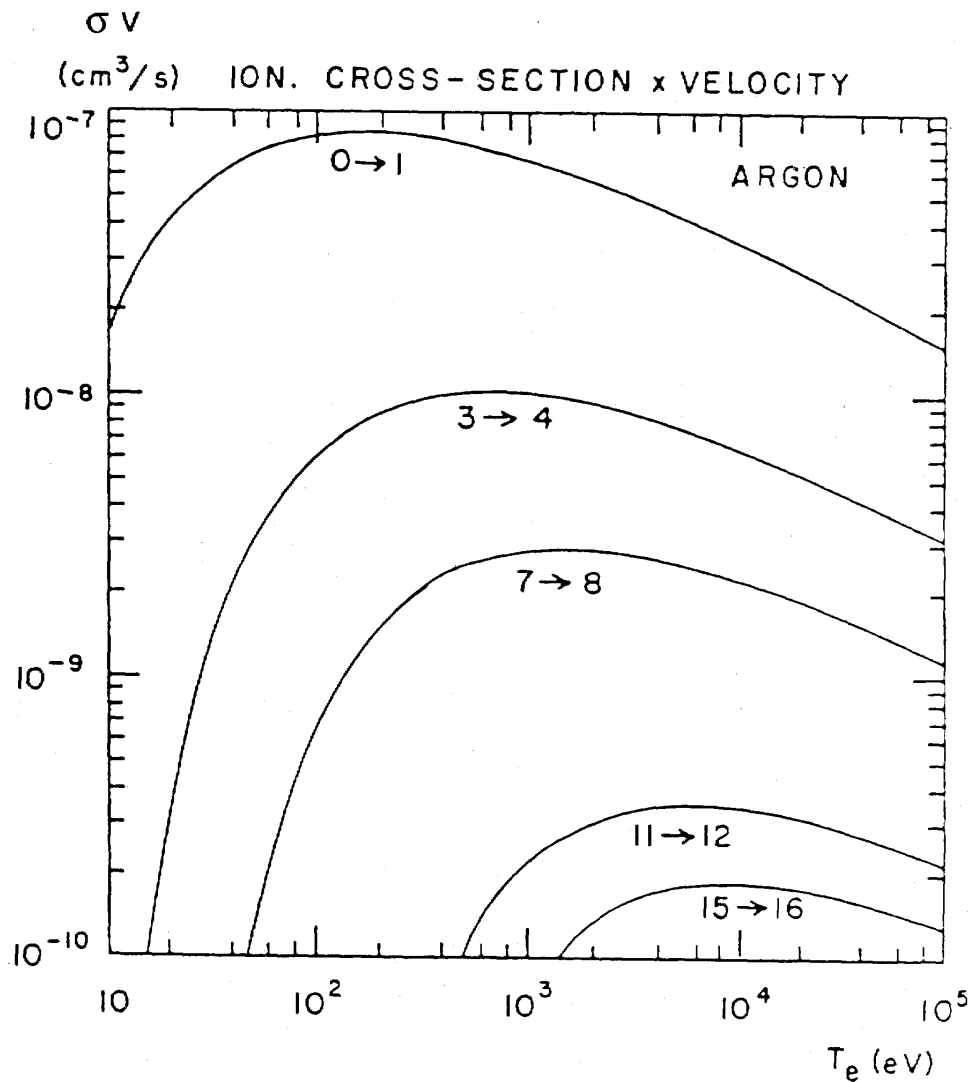


Abbildung 1.3: Berechnungen für den Erzeugungskoeffizienten für die Ionisation von Argon mit Hilfe der Müller-Salzborn Formel.

Um einen möglichst hohen Ladungszustand zu erreichen, ist es wichtig, daß die Ionen möglichst lange dem Bombardement an Elektronen ausgesetzt sind. Die Zeit $\tau_{\text{Ion}}(q)$, welche nötig ist, um die Ionen in den Ladungszustand q zu ionisieren, ist gegeben durch:

$$\tau_{\text{Ion}}(q) = \sum_{i=1}^q \frac{1}{n_e \cdot \langle \sigma_{i-1,i} \cdot v_e \rangle} \quad (1.4)$$

Man sieht sofort, daß das Produkt $\tau_{\text{Ion}} \cdot n_e$ der entscheidende Parameter für den höchsten erreichbaren Ladungszustand ist. Dieses Produkt wird auch als Ioneneinschlußfaktor bezeichnet. Über den Zusammenhang zwischen Elektronendichte n_e und der Stromdichte der Elektronen j_e :

$$j_e = n_e \cdot v_e \quad (1.5)$$

wird zumeist das Produkt $j_e \cdot \tau_{\text{Ion}}$, der Ionisationsfaktor dargestellt. In Abbildung 1.4 ist die Verteilung der Ladungszustände in Abhängigkeit von dem Produkt $j_e \cdot \tau_{\text{Ion}}$ aufgetragen.

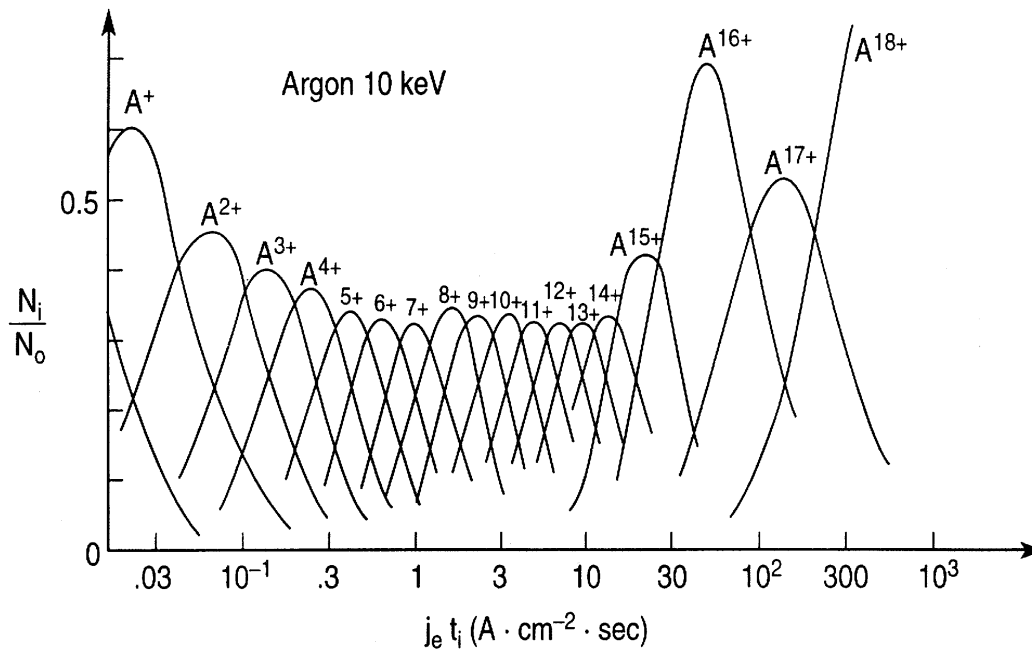


Abbildung 1.4: Entwicklung der Ladungszustände als eine Funktion des Ionisationsfaktors $j_e \cdot \tau_{\text{Ion}}$ für die Elektronenstoßionisation von Argon [5].

Für typische EZR-Plasmen (Elektronendichten von 10^{12} cm^{-3} und Elektronenenergien im Bereich von einigen keV) ergeben sich Ioneneinschlußzeiten in der Größenordnung von ms.

Die Verteilung der Ladungszustände in EZR-Plasmen sind nicht nur abhängig von der Ionisation, sondern auch von Verlustprozessen.

2.3 Verluste durch Ladungsaustausch

Der Verlust von mehrfach geladenen Ionen aus dem EZR-Plasma wird durch zwei Prozesse dominiert. Zum einen durch Ladungsaustauschprozesse mit neutralen Atomen und zum anderen durch Verluste (*Escape*) der Ionen aus dem Plasma. Der Einfang von Plasma-Elektronen in EZR-Plasmen kann im allgemeinen vernachlässigt werden, da der Rekombinationskoeffizient umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Elektronenenergie ist.

Müller und Salzborn [6] haben den Wirkungsquerschnitt für den Ladungsaustausch mit bis zu 4 Elektronen in einem einzigen Stoß zwischen hochgeladenen Ionen und neutralen Atomen aus gemessenen Daten für verschiedene Elemente in einer semi-empirischen Formel hergeleitet. Diese Formel gilt für alle Stoßenergien kleiner als 25 keV/amu. Der Wirkungsquerschnitt für den Ladungsaustausch vom Anfangsladungszustand i in den Endladungszustand $i-k$, wobei k die Anzahl an ausgetauschten Elektronen darstellt, ist gegeben durch:

$$\sigma_{i,i-1} = 1,43 \cdot 10^{-12} \cdot i^{1,17} \cdot V_{0,1}^{-2,76} \text{ cm}^2 \quad (1.6)$$

$$\sigma_{i,i-2} = 1,08 \cdot 10^{-12} \cdot i^{0,71} \cdot V_{0,1}^{-2,80} \text{ cm}^2 \quad (1.7)$$

$$\sigma_{i,i-3} = 5,50 \cdot 10^{-14} \cdot i^{2,10} \cdot V_{0,1}^{-2,89} \text{ cm}^2 \quad (1.8)$$

$$\sigma_{i,i-4} = 3,57 \cdot 10^{-16} \cdot i^{4,20} \cdot V_{0,1}^{-3,03} \text{ cm}^2 \quad (1.9)$$

wobei $V_{0,1}$ das Ionisationspotential (in eV) des äußersten Elektrons in der Hülle des neutralen Atoms ist. Abbildung 1.5 zeigt die Wirkungsquerschnitte für den Ladungsaustausch zwischen Ar^{i+} -Ionen und Ar-Atomen.

Da die Ionisationspotentiale für das äußerste Elektron bei den meisten Atomen im Bereich von 10 eV liegen, sind die Wirkungsquerschnitte für den Ladungsaustauschprozeß um 2 bis 6 Größenordnungen größer als die entsprechenden Wirkungsquerschnitte für die Stoßionisation zwischen Elektronen und Ionen. Um ein Gleichgewicht zwischen Elektronenstoßionisation und Ladungsaustausch zu erzeugen, ist es notwendig, die Dichte der neutralen Atome um entsprechende Größenordnungen gegenüber der Elektronendichte zu verringern.

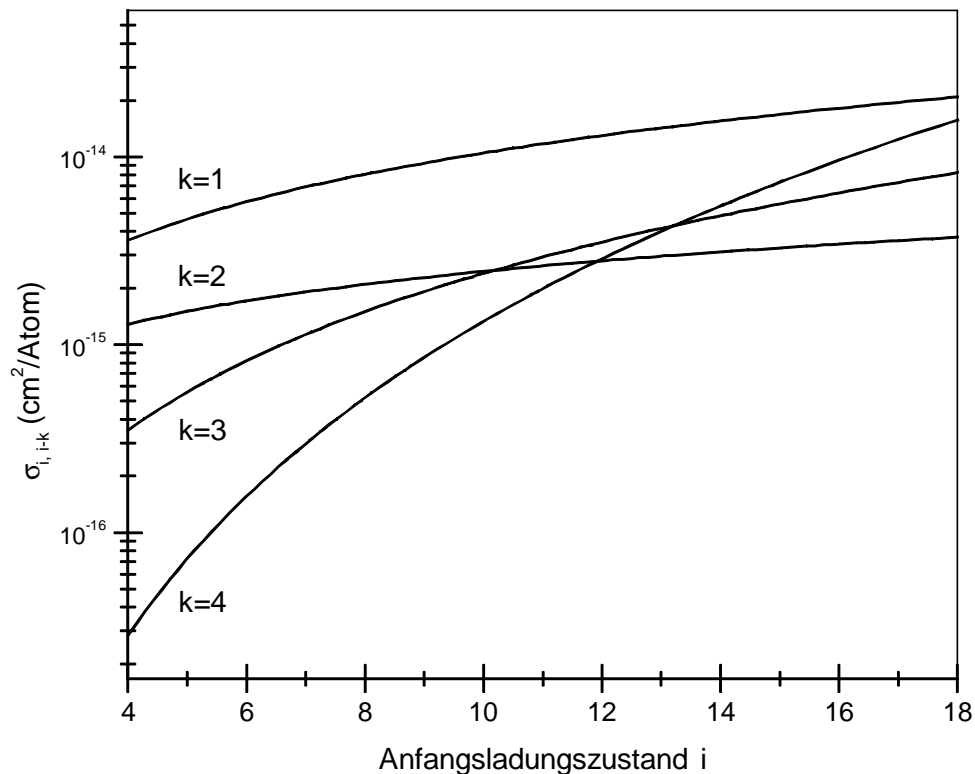


Abbildung 1.5: Wirkungsquerschnitte für den Elektronenaustausch zwischen Ar^{i+} -Ionen und Ar-Atomen nach der Müller-Salzborn Formel.

2.4 Magnetischer Plasmaeinschluß

Wie im Abschnitt 1.2 gezeigt, benötigt man für die Produktion von hochgeladenen Ionen einen hohen Fluß an Elektronen aufgrund der kleinen Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstoßionisation für höher geladene Ionen. Durchlaufen die Elektronen das System nur ein einziges mal, wie z. B. in einer EBIS, so sind extrem hohe Leistungsdichten erforderlich. Zum Beispiel 10 MW/cm^2 für $100 \mu\text{A Ar}^{8+}$. Dies kann man vermeiden, wenn man die Elektronen in einem Magnetfeld einschließt, so daß jedes Elektron das System mehrmals durchläuft. In diesem Fall muß man nur die Energie aufbringen, welche die Elektronen besitzen, die dem Einschluß verlorengehen. Daher ist ein effizienter magnetischer Plasmaeinschluß notwendig, damit die Ionen dem Bombardement vom möglichst vielen Elektronen ausgesetzt sind.

Ein EZR-Plasma unterscheidet sich deutlich von anderen Plasmen, da die Temperatur seiner Bestandteile, Elektronen und Ionen, extrem verschieden sind. Während die Plasma-Elektronen Temperaturen bis zu mehreren hundert keV haben, sind die Temperaturen der Plasma-Ionen im eV-Bereich, d. h. ihre mittlere kinetische Energie ist sehr gering. Das magnetische Moment der Plasma-Ionen ist daher sehr klein und sie treten somit kaum in Wechselwirkung mit dem äußeren Magnetfeld. Für die Plasma-Ionen mit geringer Geschwindigkeit ist somit kein direkter Plasmaeinschluß mit Hilfe von Magnetfeldern möglich. Die im folgenden gemachten Betrachtungen beziehen sich deshalb auch hauptsächlich auf die Elektronen.

Die theoretischen Beschreibungen von EZR-Plasmen sind besonders schwierig, da ihre Dichten im Bereich zwischen 10^{10} cm^{-3} und 10^{12} cm^{-3} liegen, und somit in einen

Zwischenbereich zwischen einfacher Flüssigkeitsdynamik und ungestörter Einteilchenbewegung fallen. Inwieweit nun das Einteilchen- oder Kollektivmodell anzuwenden ist, kann somit nicht generell festgelegt werden, sondern es kommt auf die jeweilige Fragestellung an.

Um die Wechselwirkung der Plasma-Elektronen mit dem äußeren Magnetfeld und den elektrischen Feldern einer typischen EZR-Ionenquelle zu beschreiben, betrachtet man die Einteilchenbewegungen der Elektronen und muß zur Vereinfachung dabei die Elektronenbewegungen in Teilbewegungen zerlegen. Für die Beschreibung der Bewegung von geladenen Teilchen in elektrischen und magnetischen Feldern, liegt in allen Fällen die Lorentz-Kraft zugrunde:

$$m \cdot \ddot{\mathbf{r}} = \vec{F} = e \cdot (\vec{E} + \dot{\mathbf{r}} \times \vec{B}) \quad (1.10)$$

Für ein konstantes Magnetfeld ($\vec{\nabla}B = 0$) und in Abwesenheit eines elektrischen Feldes ($\vec{E} = 0$) beschreiben die Bewegungsgleichungen einen Oszillator mit der Zyklotron-Frequenz $\omega_{\text{Zyk.}}$:

$$\omega_{\text{Zyk.}} = \frac{q \cdot B}{m} \quad (1.11)$$

Die geladenen Teilchen bewegen sich dann auf Kreisbahnen mit dem Larmor-Radius $r_{\text{Lar.}}$:

$$r_{\text{Lar.}} = \frac{v_{\perp}}{\omega_{\text{Zyk.}}} = \frac{m \cdot v_{\perp}}{q \cdot B} \quad (1.12)$$

v_{\perp} bezeichnet die Radialgeschwindigkeit der Teilchen. In diesem einfachsten Fall bewegen sich die Elektronen auf Kreisbahnen mit dem Larmor-Radius um die Magnetfeldlinien. Im allgemeinen besitzen die Elektronen noch eine Geschwindigkeitskomponente v_{\parallel} parallel zu den Magnetfeldlinien, so daß sie eine Helixbahn beschreiben. Der Drehsinn der Elektronengyration ist immer so gerichtet, daß das dabei aufgebaute Magnetfeld immer dem äußeren Magnetfeld entgegengerichtet ist und dieses dadurch abschwächt. Aus diesem Grund sind Plasmen in Magnetfeldern immer diamagnetisch.

Die nachfolgenden Betrachtungen stützen sich auf das Plasmaphysik-Lehrbuch von F. F. Chen [7]. Die speziellen Gegebenheiten von EZR-Ionenquellen werden hierbei berücksichtigt: zeitlich konstantes aber inhomogenes und mit starken Gradienten behaftetes Magnetfeld, ein zeitlich schnell oszillierendes elektrisches Feld der Mikrowelle, langsame Ionen und schnelle Elektronen.

2.4.1 Die E-Drift

Dichte- und Temperaturgradienten innerhalb eines Plasmas oder von außen eingestrahelte elektromagnetische Wellen können elektrische Felder im Plasma erzeugen. Hierbei werden die kreisförmigen Gyrationbewegungen der Elektronen um die magnetischen Feldlinien, durch senkrecht dazu anliegende elektrische Felder gestört.

Beschränkt man die Betrachtungen zunächst auf statische und homogene elektrische und magnetische Felder, so setzt sich die daraus resultierende Bewegung aus der Gyrationbewegung der Elektronen und einer Driftbewegungen des Führungszentrums senkrecht zum elektrischen und magnetischen Feld zusammen.

Für die Driftgeschwindigkeit des Führungszentrums gilt die Beziehung:

$$\vec{v}_e = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (1.13)$$

Es fällt in dieser Gleichung sofort auf, daß die Driftgeschwindigkeit unabhängig von der Ladung e , der Masse m und der Radialgeschwindigkeit v_{\perp} ist. Man sieht ebenfalls, daß mit wachsendem B -Feld die Driftgeschwindigkeit kleiner wird. Diese Art der Bewegung ist auch physikalisch anschaulich zu beschreiben (siehe Abbildung 1.6): In der ersten Halbwelle wird das Elektron durch das elektrische Feld beschleunigt und gewinnt somit Energie. Hierdurch wird die Radialgeschwindigkeit und somit der Larmor-Radius größer. In der zweiten Halbwelle wird das Elektron wieder abgebremst und somit verkleinert sich sein Larmor-Radius wieder. Die oben beschriebene Driftbewegung des Führungszentrums wird durch die Differenz des maximalen und minimalen Larmor-Radius hervorgerufen.

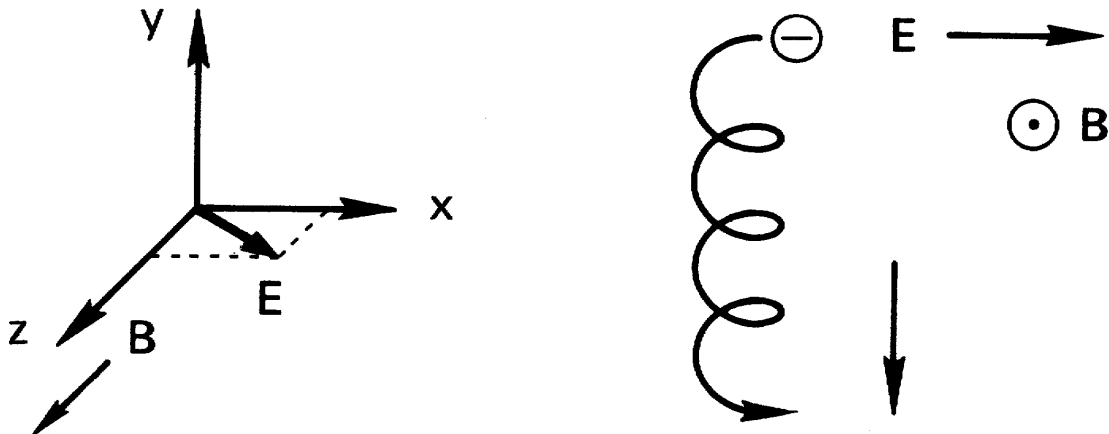


Abbildung 1.6: Driftbewegung der Gyrationsschse eines Elektrons in senkrecht gekreuzten statischen und homogenen elektrischen und magnetischen Feldern.

Im Falle von statischen elektrischen, aber räumlich inhomogenen Feldern, tritt in Gleichung (1.13) noch ein zusätzlicher Term auf. Hierbei wurde eine sinusförmige Verteilung des elektrischen Feldes in einer Raumrichtung angenommen.

$$\vec{v}_e = \left(1 + \frac{1}{4} \cdot r_{Lar.}^2 \cdot \vec{\nabla}^2 \right) \cdot \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (1.14)$$

Der zweite Term wird auch als *Finiter-Larmor-Radius*-Effekt bezeichnet und ist eine Korrektur zur E-Drift, die über den Larmor-Radius von der Teilchenart und von der zweiten Ableitung des elektrischen Feldes abhängt.

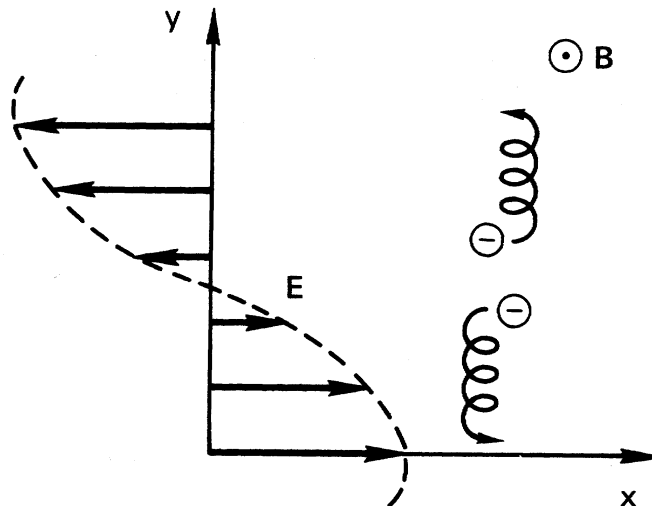


Abbildung 1.7: Drift eines gyrierenden Elektrons in einem statischen, aber räumlich inhomogenen elektrischen und statisch homogenen magnetischen Feld.

Bei EZR-Ionenquellen muß man zusätzlich noch die zeitliche Abhängigkeit der elektrischen Felder beachten (Frequenzen im GHz-Bereich). Im Falle der Resonanz $\omega_{\text{HF}} = \omega_{\text{Zyk}}$ findet keine Drift parallel zum elektrischen Feld statt. Für den Fall, daß $\omega_{\text{HF}} \ll \omega_{\text{Zyk}}$ ist, tritt die sogenannte Polarisationsdrift ein:

$$\vec{v}_p = \frac{1}{\omega_{\text{Zyk}} \cdot B} \cdot \frac{dE}{dt} \quad (1.15)$$

Die Polarisationsdrift kann aber nur am Anfang einer jeden Halbperiode der eingestrahlichten Mikrowelle auftreten, wenn sich die Richtung des E-Feldes ändert. Danach tritt nur noch die E-Drift auf.

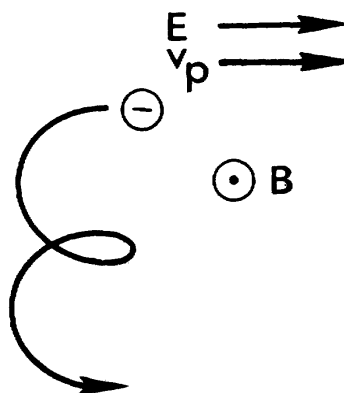


Abbildung 1.8: Polarisationsdrift.

2.4.2 Die grad B-Drift

Im folgendem wird die Bewegung von Elektronen in einem inhomogenen B-Feld betrachtet, dessen Gradient senkrecht zu den Magnetfeldlinien steht. Die Inhomogenität der magnetischen Induktion ist gekennzeichnet durch eine zunehmende Verdichtung der Feldlinien in einer Raumrichtung.

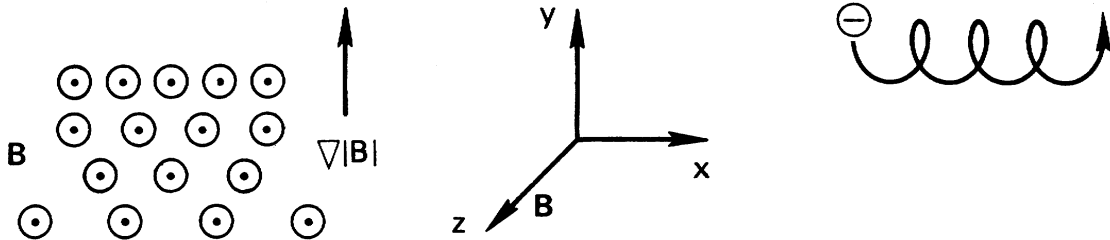


Abbildung 1.9: Drift der Gyrationssache eines Elektrons im inhomogenen Magnetfeld.

Zunächst werden die Magnetfeldlinien als nicht gekrümmt angenommen. Der Larmor-Radius ist in Gebieten größerer Induktion kleiner und in Gebieten kleinerer Induktion größer. Die hierdurch verursachte Drift ist gegeben durch:

$$\vec{v}_{\nabla B} = \frac{1}{2} \cdot v_{\perp} \cdot r_{\text{Lar.}} \cdot \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^2} \quad (1.16)$$

Durch eine Erhöhung des Feldes ist eine Verringerung der Driftgeschwindigkeit möglich. In einem weiteren Fall betrachtet man die Magnetfeldlinien als gekrümmt, mit einem Krümmungsradius $R_{\text{Kr.}}$, und die magnetische Induktion als konstant. Es tritt somit eine zusätzliche Driftbewegung der Gyrationssache der Elektronen auf, die auf Zentrifugalkräfte zurückzuführen ist. Für die Kurvendriftgeschwindigkeit \vec{v}_R gilt dann:

$$\vec{v}_R = \frac{m \cdot v_{\parallel}^2}{e \cdot B^2} \cdot \frac{\vec{R}_{\text{Kr.}} \times \vec{B}}{R_{\text{Kr.}}^2} \quad (1.17)$$

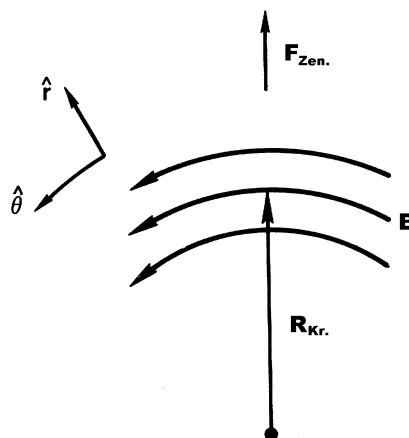


Abbildung 1.10: Kurvendrift der Gyrationssache eines Elektrons, hervorgerufen durch die Krümmung der magnetischen Feldlinien.

Die oben gemachten Annahmen gehorchen nicht den Maxwell-Gleichungen im Vakuum, da die magnetische Induktion mit zunehmenden Krümmungsradius $R_{Kr.}$ abnimmt. Aus diesem Grund resultiert die allgemeine Driftbewegung aus der Addition der beiden Effekte, d. h. aus der Vektorsumme der beiden Gleichungen (1.16) und (1.17):

$$\vec{v}_{VB} + \vec{v}_R = \frac{m}{e} \cdot \frac{\vec{R}_{Kr.} \times \vec{B}}{R_{Kr.}^2 \cdot B^2} \cdot \left(v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} \cdot v_{\perp}^2 \right) \quad (1.18)$$

Starke Magnetfeldkrümmungen und eine hohe magnetische Induktion bewirken eine Verlangsamung der Driftbewegungen der Gyrationachsen.

2.4.3 Der magnetische Spiegel

Im folgenden betrachten wir nun ein radialsymmetrisches Magnetfeld, dessen Hauptkomponente in z-Richtung zeigt und dessen magnetische Induktion mit z variiert. Eine solche Magnetfeldkonfiguration kann z. B. durch eine einfache stromdurchflossene Spule erzeugt werden. Im Falle einer EZR-Ionenquelle erzeugt man ein magnetisches Doppelspiegelfeld mit Hilfe von zwei stromdurchflossenen Spulen, mit denen es möglich ist, Elektronen axial in einer Falle einzuschließen.

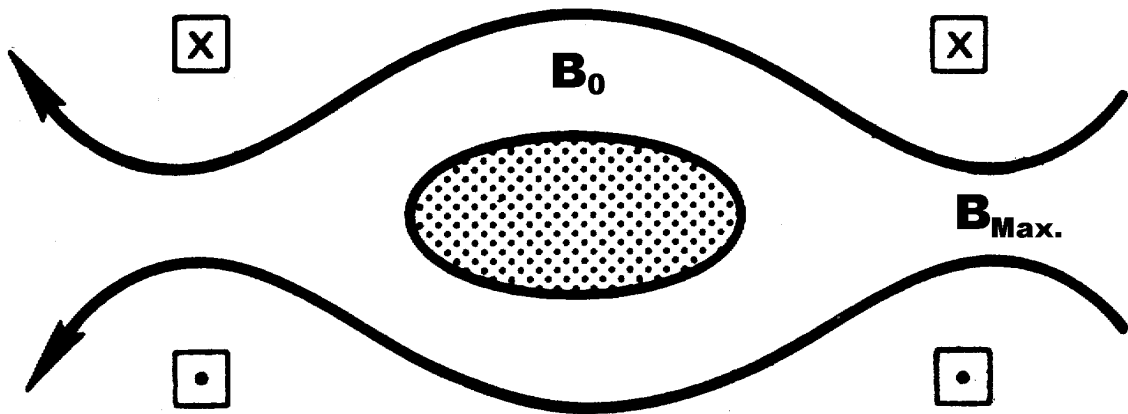


Abbildung 1.11: Magnetische Doppelspiegel-Anordnung einer EZR-Ionenquelle.

Für die Gyrationachsen der Elektronen treten in einer solchen Spiegelfeldanordnung zwei verschiedenartige Driftbewegungen auf. Eine davon läßt die Gyrationachsen um die Feldlinien rotieren und resultiert nicht in Teilchenverlusten. Zur Beschreibung der anderen Bewegung benötigt man den Begriff des magnetischen Momentes μ_e für Elektronen. Dieses wird hervorgerufen durch die Kreisbewegung der Elektronen senkrecht zu den magnetischen Feldlinien.

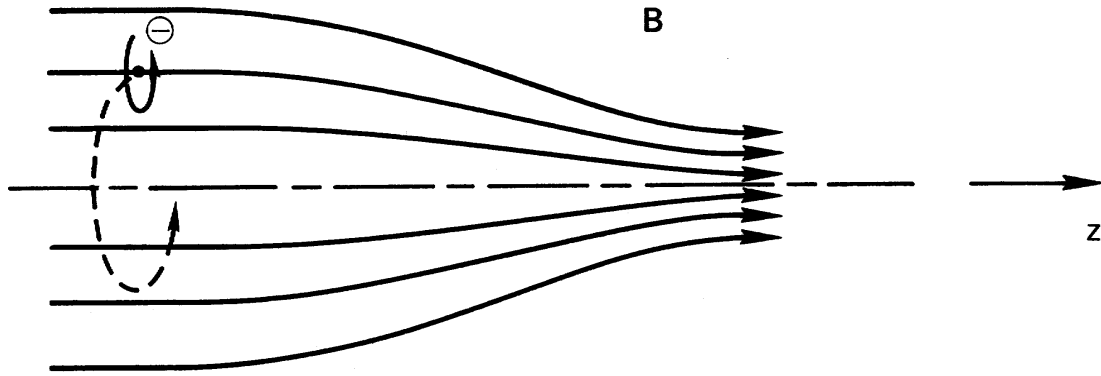


Abbildung 1.12: Drift eines Elektrons in einem magnetischen Spiegelfeld.

Im zeitlichen Mittel fließt um die Fläche $A = \pi \cdot r_{\text{Lar}}^2$ der Strom $I = e \cdot \frac{\omega_{\text{Zyk.}}}{2 \cdot \pi}$. Damit ergibt sich für das magnetische Moment der Elektronen:

$$\mu_e = I \cdot A = \frac{1}{2} \cdot \frac{m \cdot v_{\perp}^2}{B} \quad (1.19)$$

v_{\perp} bezeichnet die Radialgeschwindigkeit der Elektronen. Erfährt ein Elektron in seiner Rotation im Magnetfeld keinerlei Beschleunigung, so ist sein magnetisches Moment eine adiabatische Konstante der Bewegung. Der Beweis für die Invarianz des magnetischen Momentes erfolgt aus dem Energieerhaltungssatz:

$$\frac{d}{dt} \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot m \cdot v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} \cdot m \cdot v_{\perp}^2 \right) = \frac{d}{dt} \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot m \cdot v_{\parallel}^2 + \mu_e \cdot B \right) = 0 \quad (1.20)$$

Bewegt sich nun ein Elektron in ein Gebiet, indem sich der Betrag der magnetischen Induktion mit der Eindringtiefe erhöht, so muß sich, um die Konstanz des magnetischen Momentes zu erhalten, die Radialgeschwindigkeit des Elektrons v_{\perp} erhöhen. Da der Energieerhaltungssatz nicht verletzt werden darf, muß gleichzeitig die Geschwindigkeit parallel zum Magnetfeld v_{\parallel} kleiner werden. Das Elektron wird also in seiner Bewegung parallel zu den Magnetfeldlinien, also in Richtung des Spiegels, immer langsamer und kann, wenn die magnetische Induktion genügend große Wert besitzt, seine Bewegungsrichtung umkehren. Für die Größe der magnetischen Induktion am Umkehrpunkt gilt folgender Zusammenhang:

$$B_{\text{Umkehr}} = B \cdot \left(1 + \frac{v_{\parallel}^2}{v_{\perp}^2} \right) \quad (1.21)$$

Je größer die Geschwindigkeitskomponente parallel zur z-Achse ist, desto größer muß die magnetische Induktion sein, damit die Elektronen reflektiert werden können. Um die Güte

eines magnetischen Spiegels zu charakterisieren, führt man den Begriff des Spiegelverhältnisses S ein:

$$S = \frac{B_{\max}}{B_{\min}} \quad (1.22)$$

Zur genaueren Beschreibung der Eigenschaften einer magnetischen Falle benutzt man noch den Verlustwinkel θ_{\min} . Dieser gibt an, ab welchem minimalen Winkel des Impulsvektors zur Achse des Spiegels Elektronen, die in der Mittelebene der Falle starten, eingeschlossen werden. Für den Winkel zwischen der Achse des Spiegels und dem Impulsvektor gilt:

$$\cot \Theta_{\min} = \frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}} = \sqrt{\frac{B_{\max}}{B_{\min}} - 1} \quad (1.23)$$

Hieraus ergibt sich für den Verlustwinkel:

$$\sin \Theta_{\min} = \frac{1}{\sqrt{S}} \quad (1.24)$$

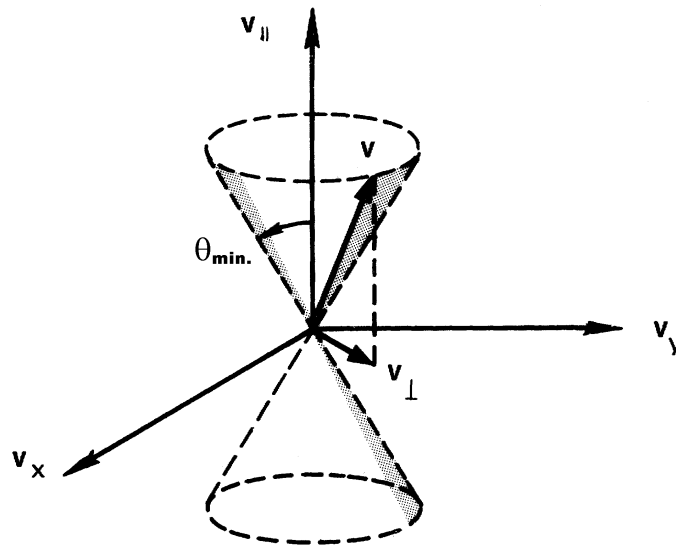


Abbildung 1.13: Verlustkegel für Elektronen im Geschwindigkeitsraum.

Typische Spiegelverhältnisse bei EZR-Ionenquellen liegen im Bereich zwischen 2 und 3. Da durch die EZR-Heizung die Radialgeschwindigkeit der Elektronen zunimmt, werden diese Elektronen besonders gut im magnetischen Spiegelfeld eingeschlossen.

2.5 Der Ioneneinschluß

Der Ioneneinschluß ist eine wichtige Komponente in EZR-Ionenquellen. Zum einen müssen die Ionen lange genug eingeschlossen werden, damit sie möglichst lange dem Bombardement an Elektronen ausgesetzt sind, und somit in hochgeladene Zustände kommen, des weiteren sollen die hochgeladenen Ionen dem Plasma axial verlorengehen, damit diese zu einem Ionenstrahl formiert werden können. In EZR-Ionenquellen ist es nicht möglich, wie z. B. in einer EBIS, die Ionen beliebig lange in einem elektrischen Potentialtopf (Ionenfalle) einzuschließen und dann in einem Puls zu extrahieren. Folglich müssen die hochgeladenen Ionen in einem EZR-Plasma ständig produziert und abgegeben werden. Hieran sieht man sofort, daß die Ioneneinschlußzeit ein sehr kritischer Parameter in EZR-Ionenquellen ist.

Wie oben gezeigt, ist ein direkter Einschluß der Ionen durch das äußere Magnetfeld nicht möglich. Dieser erfolgt durch die unterschiedlichen Potentialverhältnisse im EZR-Plasma. Das Plasma-Potential wird durch die Geschwindigkeit der Ionen und Elektronen, sowie durch den magnetischen Einschluß der Elektronen bestimmt. Die axiale Potentialverteilung des EZR-Plasmas ist in Abbildung 1.14 dargestellt [8]. Das Potential ist positiv gegenüber den Begrenzungen des Plasmas, da die Elektronen, wegen höherer Geschwindigkeiten und des Verlustkegels des magnetischen Spiegelfeldes, axial schneller verlorengehen als die Ionen. Der Einschluß der Elektronen in der Nähe der Resonanzzone ist besonders effektiv, die Einschlußzeiten der Elektronen dadurch sehr hoch und dementsprechend die Elektronendichte dort am größten ist, entsteht eine Potentialsenke in der Mitte des Plasmas. Die hochgeladenen Ionen werden in dieser Potentialsenke besonders gut eingeschlossen, dies wird im folgenden näher beschrieben.

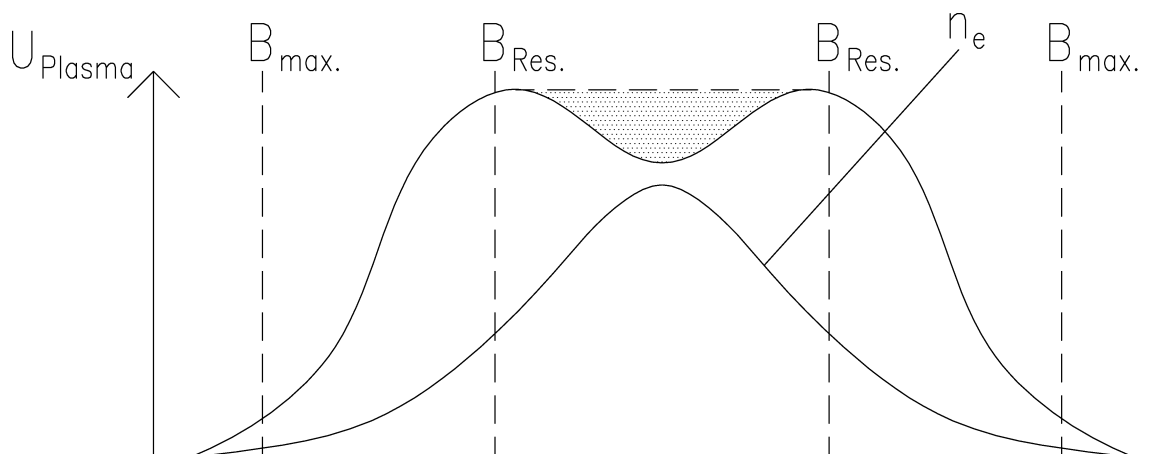


Abbildung 1.14: Potentialverteilung im EZR-Plasma entlang des magnetischen Spiegelfeldes.

Die Bedingungen für den Ioneneinschluß hängen zum einen sehr stark von der Ionenenergie, also der Iontemperatur im Plasma, und zum anderen von Turbulenzen und Plasmainstabilitäten ab. Da das Plasma in EZR-Ionenquellen in starken axialen und radialen inhomogenen Magnetfeldern eingeschlossen ist, werden hierdurch Turbulenzen und Plasmainstabilitäten sehr stark unterdrückt, diese werden in den nachfolgenden Betrachtungen vernachlässigt.

Der Hauptprozeß für das „Aufheizen“ der Ionen ist die elastische Coulomb-Streuung mit Elektronen. Die Geschwindigkeit mit der die Ionen dabei Energie gewinnen, auch als Ionenaufheizrate bezeichnet, ist gegeben durch [9]:

$$\frac{dT_i}{dt} = 4 \cdot \sqrt{2 \cdot \pi} \cdot r_e^2 \cdot m_e^2 \cdot \sqrt{m_e \cdot c^4} \cdot \frac{n_e \cdot i^2}{A \cdot M \cdot \sqrt{T_e}} \cdot \ln \Lambda \quad (1.25)$$

mit $r_e = e^2 \cdot m_e^{-1} \cdot c^{-2}$. Hierbei ist T_i/T_e die Temperatur der Ionen/Elektronen, m_e die Masse der Elektronen, n_e die Elektronendichte, i der Ladungszustand der Ionen, A die Atommassenzahl, M die Ruhmasse des Nukleons und $\ln \Lambda$ ist der Coulomb-Logarithmus, dies ist eine charakteristische Plasmagröße zur Beschreibung des Verhältnisses von Plasmatemperatur zu Elektronendichte. Der Coulomb-Logarithmus liegt für die meisten Plasmen zwischen 15 und 20. Anhand dieser Gleichung erkennt man, daß hochgeladene Ionen schneller aufgeheizt werden. Von geringerer Bedeutung sind Ladungsaustauschprozesse, die zur Aufheizung der Ionen beitragen und sollen deshalb hier nur erwähnt werden.

Von größerer Bedeutung für die Entwicklung der Ionentemperatur ist die Abkühlung der Ionen durch die Verluste von energiereichen Ionen aus dem Plasma. Niedrig geladene Ionen, die durch elastische Stöße mit den Elektronen weniger stark aufgeheizt werden und dem Plasma verlorengehen, nehmen die durch Stöße mit hochgeladenen Ionen übertragene Energie mit und kühlen somit die im Plasma verbliebenen Ionen ab. Die Stoßfrequenz ν_{ik} für elastische Stöße zwischen Ionen mit unterschiedlicher Masse und Ladung ist gegeben durch:

$$\nu_{ik} = \frac{4 \cdot \pi \cdot m_e^2 \cdot c^4 \cdot r_{Lar.}^2 \cdot i^2}{\sqrt{M}} \cdot \sum_{k=1}^i \frac{k^2 \cdot \ln \Lambda \cdot n_k \cdot \sqrt{A_i \cdot A_k}}{(A_k \cdot T_i + A_i \cdot T_k)^{3/2}} \quad (1.26)$$

Betrachtet man die Zeitspanne zwischen zwei Stößen $\Delta t \approx \nu_{ik}^{-1}$, so liegt diese bei typischen EZR-Parametern im Bereich von μs und ist damit deutlich kleiner als die Einschlußzeiten (ms) und die Aufheizzeiten (ms) der Ionen. Aus diesem Grund stellt sich immer ein Temperaturgleichgewicht im Plasma ein, und man kann eine stationäre Boltzmann-Verteilung für die Energieverteilung der Ionen annehmen.

Durch die oben beschriebenen Prozesse des Ionenaufheizens und des Ionenköhlens tritt somit ein Temperaturgleichgewicht ein, welches sich in einer allgemeinen Ionentemperatur

$$T_i = \frac{dT_i}{dt} \cdot \frac{\sum_{i=1}^Z n_i}{\sum_{i=1}^Z \frac{n_i}{\tau_i}} \quad (1.27)$$

widerspiegelt. τ_i ist die Lebensdauer der verschiedenen Ionen im Plasma.

Betrachtet man nun die Energieverteilung der Ionen in EZR-Ionenquellen mit der Temperatur T_i , so folgt unter Annahme einer stationären Boltzmann-Verteilung:

$$f_i(E_i) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{T_i} \cdot \sqrt{E_i} \cdot e^{-\frac{E_i}{T_i}} \quad (1.28)$$

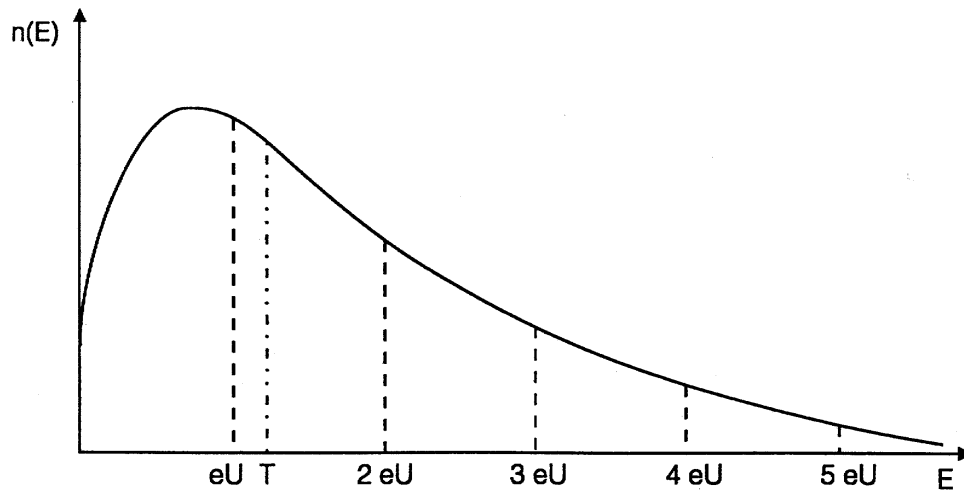


Abbildung 1.15: Boltzmann-Verteilung der Energie für Ionen mit der allgemeinen Temperatur T und Werte für die Ionenergie $E_m = i \cdot e \cdot U$ für verschiedene Ladungszustände zur Überwindung des elektrischen Feldes mit der Potentialbarriere U .

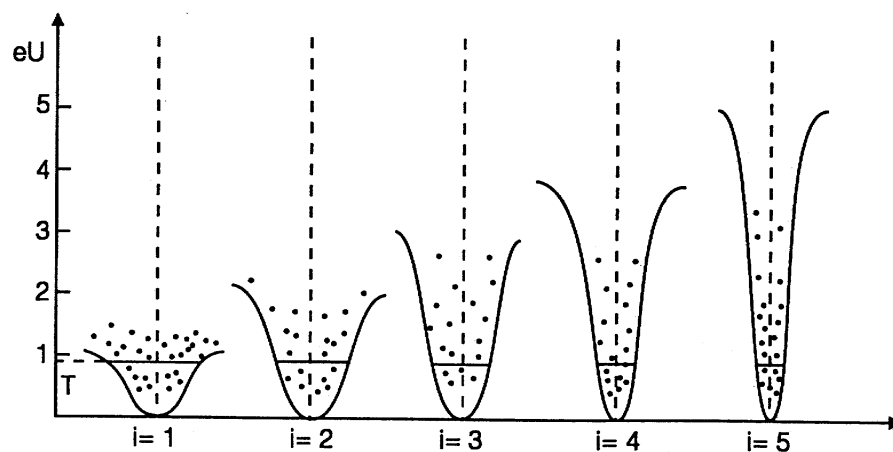


Abbildung 1.16: Relative Position der Ionen für verschiedenen Ladungszuständen mit der Temperatur T im Potentialtopf der Tiefe U .

Anhand der beiden Darstellungen erkennt man, daß für niedrig geladene Ionen eine höhere Wahrscheinlichkeit besteht, dem Potentialtopf zu entkommen als für höher geladene Ionen. Somit haben die höher geladenen Ionen eine längere Einschlußzeit in der

Quelle als niedrig geladene. Hieraus folgt unmittelbar, daß der Ladungsschwerpunkt der Ionen, die dem Plasma verlorengehen, niedriger sein muß, als der Ladungsschwerpunkt im Plasma selbst. Durch Aufheben der Potentialunterschiede im Plasma könnte man die dort „gefangenen“ hochgeladenen Ionen „frei“ lassen. Dies geschieht beim *Afterglow-Effekt*, wo durch abschalten der Mikrowellenleistung die Ioneneinschlußbedingungen im Plasma wegfallen und ein Ansteigen der Ströme an hochgeladenen Ionen, sowie eine Verschiebung des Ladungsschwerpunktes in Richtung höheren Ladungszuständen zu beobachten ist. Durch Abschalten der Mikrowellenleistung kühlen sich die aufgeheizten Elektronen in kurzer Zeit ab, die Elektroneneinschlußbedingungen verschlechtern sich, die Elektronendichte wird geringer und die Ionen verlassen, unabhängig von ihrem Ladungszustand, die Falle [10].

2.6 Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Plasma

Eine wichtige Voraussetzung für die Erzeugung von hohen Elektronenenergien im Plasma einer EZR-Ionenquelle ist die effiziente Umwandlung der elektromagnetischen Energie der eingestrahlten Mikrowelle in kinetische Energie der Plasma-Elektronen. Die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in Plasmen unterscheidet sich durch die Anwesenheit freier Ladungsträger gegenüber dem Vakuumfall. Ein wichtiger Parameter ist die Plasma-Frequenz, auch Langmuir-Frequenz von Elektronenschwingungen genannt:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 \cdot n_e}{\epsilon_0 \cdot m_e}} \quad (1.29)$$

Für die weiteren Beschreibungen sind die folgenden physikalischen Größen zu definieren:

k	$=$	$2 \cdot \pi / \lambda$	Wellenzahl
ω	$=$	$2 \cdot \pi \cdot f$	Kreisfrequenz
v_ϕ	$=$	ω / k	Phasengeschwindigkeit
v_g	$=$	$d\omega / dk$	Gruppengeschwindigkeit

Für den Prozeß der Elektronenheizung in EZR-Ionenquellen sind elektromagnetische Wellen, die sich parallel zu den Magnetfeldlinien ausbreiten, von größter Bedeutung. Man unterscheidet hierbei zwei Typen von Wellen: die L-Welle, dies ist eine zirkular polarisierte elektromagnetische Welle, deren Feldvektor entgegengesetzt zur Gyration der Elektronen rotiert, und die R-Welle, bei dieser rotiert der Feldvektor im gleichen Drehsinn wie die Elektronengyration.

Die nachfolgenden Betrachtungen stützen sich ebenfalls auf das Plasmaphysik-Lehrbuch von F. F. Chen. Für zirkular polarisierte Wellen, die in einem Magnetfeld parallel zur Magnetfeldachse propagieren, lassen sich einfache Dispersionsrelationen angeben:

$$c_0^2 \cdot k^2 - \omega^2 + \frac{\omega_p^2}{1 \pm \frac{\omega_{\text{Zyk.}}}{\omega}} = 0 \quad (1.30)$$

Das positive bzw. negative Vorzeichen steht für L- bzw. R-Welle. Da die Gleichung quadratisch in k ist, hängt diese somit nicht von dessen Vorzeichen ab und somit ist die Polarisation der Welle immer gleich, egal ob sie sich „rückwärts“ oder „vorwärts“ fortpflanzt. Um den Verlauf der Dispersion besser zu verstehen, muß man die beiden Begriffe *Cutoff* und Resonanz erläutern. Das Auftreten eines *Cutoffs* bedeutet in Analogie zum Hohlleiter, daß die Welle im Plasma total reflektiert wird. Dies ist der Fall, wenn der Brechungsindex gegen Null geht, folglich die Wellenlänge unendlich wird. Eine Resonanz tritt auf, wenn die Welle durch das Plasma absorbiert wird. Dies ist der Fall, wenn der Brechungsindex unendlich wird, und somit die Wellenlänge gegen Null geht.

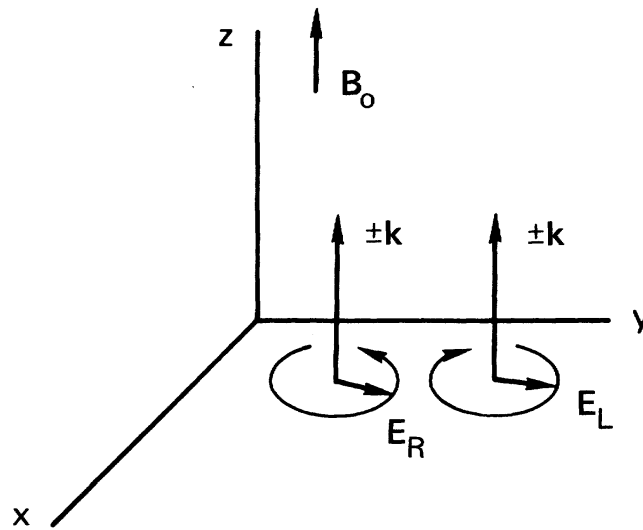


Abbildung 1.17: Rechts und links zirkular polarisierte Welle, die sich parallel zum magnetischem Feld ausbreiten.

Wie aus den oberen Beschreibungen hervorgeht, ist die R-Welle entscheidend für die Beschleunigung der Elektronen. Diese besitzt für $k \rightarrow 0$ eine *Cutoff-Frequenz* bei

$$\omega_{\text{Cutoff}} = \frac{1}{2} \cdot \left(\omega_{\text{Zyk.}} + \sqrt{\omega_{\text{Zyk.}}^2 + 4 \cdot \omega_{\text{p}}^2} \right) \quad (1.31)$$

Die Welle kann sich dann nicht mehr im Plasma ausbreiten, sie wird reflektiert. Des weiteren besitzt diese ein „verbotenes“ Frequenzband mit negativer Phasengeschwindigkeit für $\omega_{\text{Zyk.}} < \omega < \omega_{\text{Cutoff}}$. Die Welle ist ausbreitungsfähig für Frequenzen oberhalb von ω_{Cutoff} und für Frequenzen zwischen 0 und $\omega_{\text{Zyk.}}$. Die rechte Grenzfrequenz dieses Bandes $\omega = \omega_{\text{Zyk.}}$ ist eine Resonanz $k = \infty$. Die Wellen dieser Frequenz sind in Resonanz mit den Zyklotronbewegungen der Plasma-Elektronen.

Hieran sieht man, daß im Falle von EZR-Ionenquellen die Mikrowelle im Plasma lokal auf Resonanzen und *Cutoffs* treffen kann, da die Plasmaparameter Magnetfeld und Plasmadichte mit starken Gradienten behaftet sind.

Der Vollständigkeit halber sei hier noch erwähnt, daß auch elektromagnetische Wellen die sich senkrecht zu den Magnetfeldlinien ausbreiten einen Beitrag zur Elektronen-

heizung liefern. Dies ist der Fall, wenn der elektrische Feldvektor senkrecht zu den Magnetfeldlinien schwingt. Dieser Wellentyp wird auch als außerordentliche Welle bezeichnet.

Interessant ist noch die Frage, bis zu welchen Plasmadichten können sich elektromagnetische Wellen noch im Plasma ausbreiten. Hierfür läßt sich folgende Relation herleiten:

$$n_e \leq \frac{\omega_{\text{Zyk.}}^2 \cdot \epsilon_0 \cdot m_e}{e^2} = 1.24 \cdot 10^{-8} \cdot f^2 \frac{1}{\text{cm}^3} \quad (1.32)$$

f ist die eingestrahlte Frequenz in Hertz.

Zum Erreichen von hohen Plasmadichten, muß man eine möglichst hohe Mikrowellenfrequenz wählen. Für eine Mikrowellenfrequenz von 14.4 GHz, wie sie in Frankfurt verwendet wird, liegt diese Grenzdichte bei $n_e \approx 2.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Diese Frequenz stellt auch eine Art Schallmauer in der Entwicklung der EZR-Technik dar, da höhere Frequenzen und eine damit verbundene Erhöhung der Magnetfelder, den Übergang zur Supraleiter-Magnettechnik unumgänglich machen.

2.7 EZR-Heizung

Wie im ersten Abschnitt dieses Kapitels gezeigt, braucht man für die effektive Ionisation von hochgeladenen Argon-Ionen Elektronenenergien in einem Bereich größer 1 keV. Damit die extrahierten Ionen einen großen Anteil an hochgeladenen Zuständen besitzen, müssen viele Elektronen kinetische Energien größer 1 keV besitzen.

Um die Elektronen auf die geforderten Energien zu beschleunigen, benötigt man eine elektromagnetische Welle, deren Frequenz mit der Zyklotron-Frequenz der Elektronen im magnetischem Feld übereinstimmt. Das „Aufheizen“ der Plasma-Elektronen mit Hilfe der Mikrowelle durch die Elektron-Zyklotron-Resonanz wird optimal, wenn der elektrische Feldvektor der Mikrowelle senkrecht zu den Linien des statischen Magnetfeldes rotiert, d. h. es muß ein zirkular polarisiertes elektromagnetisches Feld sein. Hierbei erfährt das Elektron während jeder Halbwelle des elektrischen Feldes einen Energiezuwachs. Ein Elektron muß die Heizzonen sehr oft durchqueren, um auf hohe Energien aufgeheizt zu werden. Röntgenspektroskopische Messungen haben gezeigt (siehe Abbildung 1.18), daß die Elektronen auf Energien bis zu 1 MeV beschleunigt werden, obwohl die elektrischen Feldstärken der Mikrowellenfelder nur etwa 100 V/cm betragen, d. h. die Elektronen müssen die Resonanzzone sehr oft durchlaufen haben. Eine Voraussetzung für die effiziente Elektronenheizung ist der im Abschnitt 1.4 gezeigte magnetische Einschluß der Elektronen.

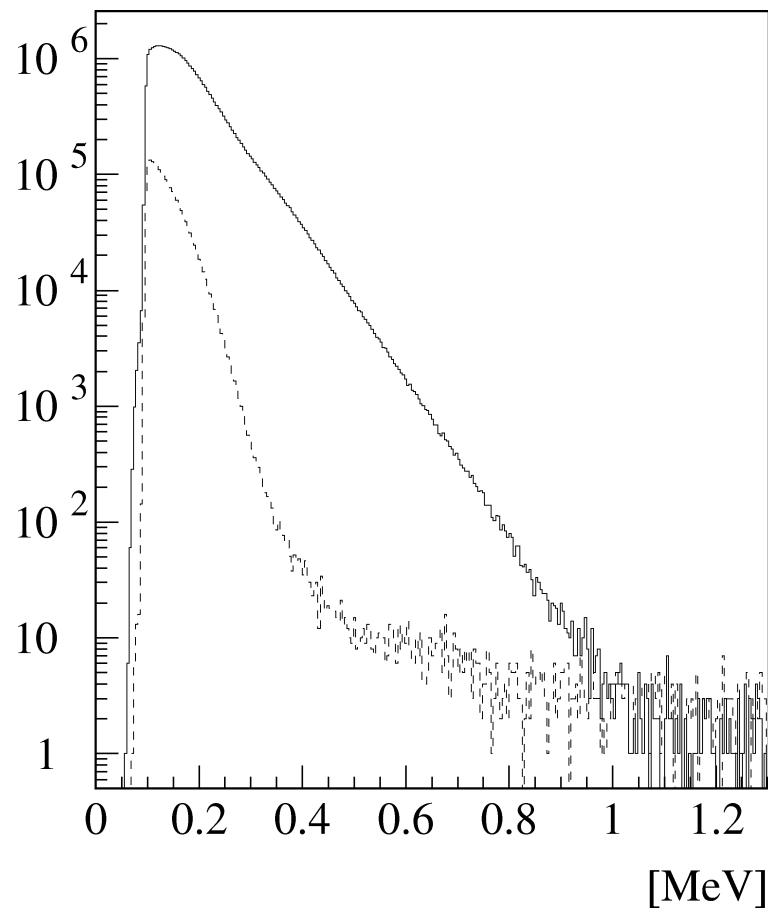


Abbildung 1.18: Bremsstrahlungsspektrum für ein heißes (durchgezogene) und kaltes (gestrichelte Linie) Plasma an der Frankfurter EZR-Ionenquelle.

3 Ionenextraktion

Neben der Erzeugung von hochgeladenen Ionen ist die Ionenextraktion und die damit verbundene Strahlformierung ein wichtiger Bestandteil einer Ionenquelle. Im allgemeinen erfolgt die Extraktion von Ionen durch Anlegen eines elektrischen Feldes zwischen dem Ionenreservoir (Plasma) und der mit einem Loch versehenen Elektrode. Die extrahierbaren Strahlströme und die Qualität des Ionenstrahls werden durch die Ionenverluste aus dem Plasma, die Ionentemperatur, das Magnetfeld, die Geometrie des Beschleunigungspaltes und die angelegte elektrische Feldstärke bestimmt.

3.1 Raumladungsbegrenzte Ionenextraktion aus einem Plasma

Das einfachste System zur Extraktion von Ionen aus einem Plasma besteht aus einer Plasmaelektrode (Anode) und einer Ziehelektrode (Kathode). Dieses System wird auch als Diodensystem bezeichnet. Zwischen den beiden Elektroden liegt eine Beschleunigungsspannung $U_{\text{Ex.}}$ an. Im Übergangsbereich zwischen elektrischem Feld und Plasma bildet sich die sogenannte Plasmagrenzschicht aus, im folgenden auch als Plasmameniskus bezeichnet. Der Plasmameniskus stellt die eigentliche Emissionsfläche der Ionen dar und wird deshalb auch als virtuelle Anode bezeichnet.

Die Extraktion der Ionen erfolgt unter raumladungsbegrenzten Bedingungen. Das heißt, übersteigt der emittierte Ionenstrom einen bestimmten Wert, so schirmt dieser das angelegte elektrische Feld ab und es bildet sich eine feldfreie Schicht über der emittierenden Fläche. Die in dieser Schicht befindlichen Ionen können nicht mehr durch das elektrische Feld in Richtung Ziehelektrode beschleunigt werden und liefern dadurch keinen Beitrag zu dem extrahierten Ionenstrom. Für ein Diodensystem, bestehend aus zwei unendlich ausgedehnten, planparallelen Platten im Abstand $z = d$, existiert eine analytische Funktion, welche die Strom-Spannungs-Charakteristik beschreibt. Die Berechnungen für ein solches System erfolgen durch Lösung der eindimensionalen Poisson-Gleichung:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.1)$$

Des weiteren nutzt man den Zusammenhang zwischen der Stromdichte j eines zylindrischen Ionenstrahls mit konstantem Radius r_0 und der Raumladungsdichte ρ :

$$j = \frac{I}{\pi \cdot r_0^2} = \rho \cdot v \quad (1.2)$$

sowie der Geschwindigkeit, die ein Ion im Ladungszustand i gewinnt, wenn es ein elektrisches Feld der Stärke U durchläuft:

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot i \cdot U}{m}} \quad (1.3)$$

Aus Kombination der drei Gleichungen folgt die Ortsabhängigkeit des Potentials:

$$\frac{\partial^2 U(z)}{\partial z^2} = -\frac{j}{\epsilon_0} \cdot \sqrt{\frac{m}{2 \cdot e \cdot i \cdot U(z)}} \quad (1.4)$$

Dies ist eine Differentialgleichung zweiter Ordnung, deren Lösung man durch den Ansatz $U = c \cdot z^n$ und den Randbedingungen $U(d) = U_{\text{Anode}} - U_{\text{Kathode}} = U_{\text{Ex.}}$ erhält (siehe auch Anhang B):

$$j = \frac{4}{9} \cdot \epsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot i}{m}} \cdot \frac{U_{\text{Ex.}}^{3/2}}{d^2} \quad (1.5)$$

Diese Gleichung wird auch als Child-Langmuir-Gesetz [1, 2] bezeichnet. Setzt man die beiden Gleichungen (1.2) und (1.5) gleich, so erhält man eine weitere wichtige Größe, die Perveanz P :

$$P = \frac{I}{U_{\text{Ex.}}^{3/2}} \quad (1.6)$$

Die Perveanz ist eine charakteristische Größe für ein Extraktionssystem. Im Fall eines planaren Diodensystems hängt die Perveanz nur von Naturkonstanten und Geometrie-Größen ab.

Für die Extraktion von hohen Strahlströmen braucht man einen geringen Abstand bei möglichst hohen Extraktionsspannungen. Bei den bisherigen Betrachtungen wurde noch nicht berücksichtigt, daß das Plasma nur einen begrenzten Ionenstrom liefert, welcher von den Parametern der Quelle, insbesondere der Plasmadichte, abhängt. Der Plasmameniskus stellt sich immer so ein, daß die raumladungsbegrenzte Stromdichte gleich der eingestellten Ionenstromdichte aus dem Plasma wird, das heißt die elektrische Feldstärke im Plasmameniskus zu Null abfällt. Bei fest vorgegebener Extraktionsspannung muß sich der Abstand $d(\pi)$ entsprechend der Plasmadichte einstellen. Dies ist in Abbildung 1.1 verdeutlicht. Ist die eingestellte Plasmadichte zu gering, zieht sich der Plasmameniskus zurück, der Abstand $d(\pi)$ vergrößert sich. Die Form des Plasmameniskus ist in diesem Fall konkav, so daß es zu einer starken Fokussierung bzw. Überfokussierung der Ionen kommt. Für zu hohe Plasmadichten biegt sich der Plasmameniskus zur Ziehelektrode hin, $d(\pi)$ verkleinert sich. Es stellt sich ein konvexer Plasmameniskus ein, welcher einen divergenten Ionenstrahl zur Folge hat. Nur wenn die beiden Stromdichten in etwa gleich groß sind, stellt sich ein ebener Meniskus ein und die Ionen starten parallel zueinander. Die optimale Einstellung ist jedoch durch einen leicht konkaven Meniskus gegeben. Hierbei wird der Ionenstrahl leicht fokussiert, was die Aufweitung des Strahls aufgrund innerer Raumladungskräfte kompensiert und man erhält einen parallelen Ionenstrahl.

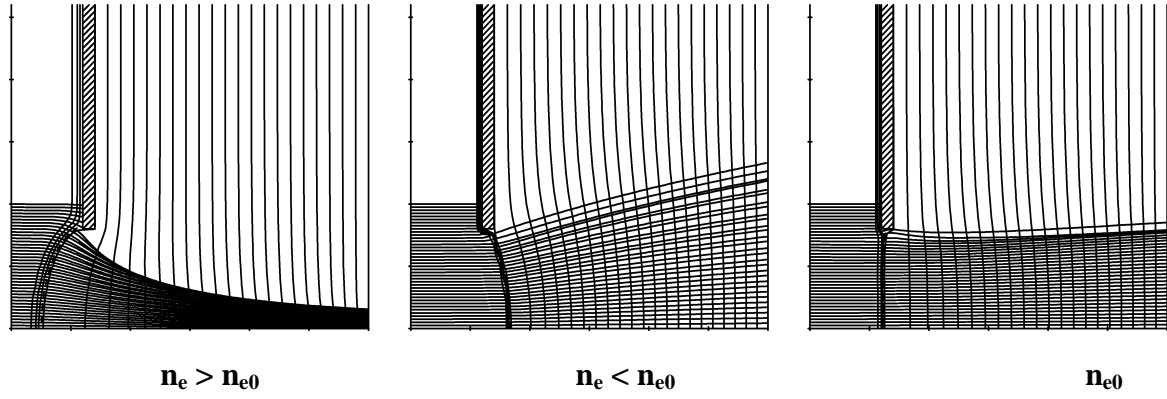


Abbildung 1.1: Einstellung des Plasmameniskus für drei verschiedene Plasmadichten.

3.2 Emittanz

Ein wichtige Größe zur Beschreibung der Qualität eines Ionenstrahls ist die Emittanz. Ein Ionenstrahl besteht aus einer Vielzahl von geladenen Teilchen. Die Bewegung jedes einzelnen Teilchen wird dabei bestimmt durch seine Orts- und Impulskoordinaten zu Beginn der Bewegung, durch elastische und inelastische Stöße mit anderen Teilchen, durch Wechselwirkungen der Teilchen aufgrund ihres Coulomb-Potentials und durch die Wirkung äußerer Felder. Eine Beschreibung der zeitlichen Entwicklung des Ionenstrahls ist prinzipiell möglich, jedoch wegen der Unbestimmtheit der Anfangsbedingungen, aufgrund der hohen Teilchenzahlen in einem Ionenstrahl, praktisch nicht durchführbar. Eine mögliche Beschreibungsform eines Ionenstrahls ist die Bewegung identischer, nicht wechselwirkender Teilchen im 6-dimensionalen Phasenraum durch eine zeitabhängige Dichteverteilung:

$$\rho_{6\text{-dim.}}(t) = \rho(x, y, z, p_x, p_y, p_z, t) \quad (1.7)$$

Sind die jeweiligen Bewegungsrichtungen entkoppelt, so ist es möglich, die Phasenraumdimensionen auf 4 bzw. 2 zu reduzieren. Es gilt für die hier beschriebenen Phasenräume der Liouvillesche Satz: Unter Einwirkung von konservativen Kräften und konstanter Energie bleiben die Dichte und das gesamte Phasenraumvolumen/fläche von nicht miteinander wechselwirkenden Teilchen konstant.

$$\frac{dp}{dt} = 0 \quad (1.8)$$

Unter dem Begriff der Emittanz versteht man das Phasenraumvolumen, welches alle Koordinatenpunkte der Strahlteilchen enthält. Bei der häufig verwendeten Betrachtung von 2 Dimensionen ist die Emittanz eine Fläche, welche alle Koordinatenpunkte in einer Phasenraumsektion oder –projektion enthält. Das Aufsuchen der Berandung dieser Fläche

kann auf verschiedene Weise erfolgen. Aus diesem Grund kommt es zu verschiedenen Definitionen der Emittanz [3]:

- Die Randemittanz ist diejenige Fläche, die durch eine Höhenlinie S (Linie gleicher Intensität) eingeschlossen wird.
- Die effektive Emittanz ε_{eff} ist die kleinste Ellipsenfläche, welche alle Phasenraumpunkte umschließt. Je nach Form der Emittanzfigur, ist die effektive Emittanz größer (z. B. beim Auftreten von Aberrationen durch nichtlineare Felder) oder gleich der Randemittanz. Bei der Einwirkung von nichtlinearen Feldern verliert der Satz von Liouville für die effektive Emittanz seine Gültigkeit.
- Die rms-Emittanz $\tilde{\varepsilon}_{\text{rms}}$ (root mean square) berücksichtigt neben der belegten Phasenraumfläche noch die Dichteverteilung innerhalb der Emittanzfigur. Dieses erfolgt unter Betrachtung der zweiten Momente der jeweiligen Verteilung und erlaubt somit den Vergleich der Emittanz von verschiedenen Ionenstrahlen unabhängig von deren Verteilungsfunktion.
- Die KV-Emittanz ε_{KV} ist das vierfache der rms-Emittanz. Die KV-Verteilung (Kapchinskij-Vladimirskij) beschreibt die homogen gefüllte 3-dimensionale Oberfläche eines Hyperellipsoids im 4-dimensionalen Phasenraum. Diese Verteilung hat die geometrische Eigenschaft, daß alle 2-dimensionalen Projektionen eine homogene Belegung dieser Unterräume aufweisen. In diesem Fall sind die KV-Emittanz, die Randemittanz und die effektive Emittanz identisch. Ansonsten ist das Verhältnis von Randemittanz zu der entsprechenden rms-Emittanz verteilungsabhängig.

Die Messung der Emittanz erfolgt nicht durch die Bestimmung der schwer zugänglichen Impulse, sondern durch Messung der Winkelverteilung der Teilchen. Damit man dann die Emittanzen von Ionenstrahlen mit unterschiedlichen Energien vergleichen kann, normiert man diese mit den relativistischen Faktoren $\beta = v/c$ und $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. Die normierte Emittanz ε_n ist somit eine geschwindigkeitsunabhängige Größe:

$$\varepsilon_n = \beta \cdot \gamma \cdot \varepsilon \quad (1.9)$$

Bezieht man die Emittanz auf den Strahlstrom, so erhält man ein Maß für die Güte eines Strahls: die Brillanz B . Diese ist nur im 4-dimensionalen Phasenraum definiert:

$$B = \frac{I}{\varepsilon_4(x, x', y, y')} = \frac{I}{\varepsilon_2(x, x') \cdot \varepsilon_2(y, y')} \quad (1.10)$$

Die Emittanz einer EZR-Ionenquelle ist hauptsächlich durch das starke Magnetfeld und dem Radius des Extraktionsloches limitiert. Eine Abschätzung der x, x' -Emittanz ist von W. Kraus-Vogt gegeben [4]:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \cdot \frac{\pi \cdot e \cdot i \cdot r^2 \cdot B}{M \cdot v} = \frac{1}{2} \cdot \pi \cdot r^2 \cdot B \cdot \sqrt{\frac{e \cdot i}{2 \cdot M \cdot U_{\text{Ex}}}} \quad (1.11)$$

wobei r der Radius des Extraktionsloches, i der Ladungszustand, M die Masse des Ions und B das magnetische Feld in Tesla sind. Diese Abschätzung unterliegt der Annahme, daß die Teilchen auf einem Kreis konzentrisch zur Achse innerhalb des Magnetfeldes gestartet sind. Hierbei wird auch die bessere Emittanz einer EBIS im Vergleich zu einer EZR-Ionenquelle deutlich. Obwohl man bei einer EBIS zum Teil noch stärkere Magnetfelder benutzt, ist der Radius des Elektronenstrahls um ein vielfaches kleiner als der Radius des Extraktionsloches einer EZR-Ionenquelle. Ausführliche Messungen der Emittanz wurden an der Frankfurter EZR-Ionenquelle durchgeführt und werden in der Diplomarbeit von L. Schmidt diskutiert [5].

3.3 Klassische Extraktion und Elektronenstrahl-Extraktion

Unter einer klassischen Extraktion versteht man ein System aus zwei oder mehreren Elektroden, welche alle Ionen, die das Plasma durch die Plasmaelektrode verlassen, beschleunigen und zu einem parallelen Ionenstrahl formieren. Geht man davon aus, daß die Emittanz des Ionenstrahls, wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, durch das Magnetfeld und den Radius des Extraktionsloches bestimmt wird, sollte das Extraktionssystem so beschaffen sein, daß keine zusätzlichen Aberrationen entstehen. Bei einer klassischen Extraktion ist es jedoch nicht möglich, die Anzahl der Ionen, die das Plasma verlassen, zu erhöhen, auf deren Ladungszustandsverteilung Einfluß zu nehmen oder die Emittanz zu verkleinern. Im folgenden soll ein neuartiges Konzept vorgestellt werden, um diese Quellenparameter zu beeinflussen. Dieses Konzept sieht vor: einen intensiven und fokussierten Elektronenstrahl von der Extraktionsseite aus in das Plasma zu injizieren. Die Bewegungsrichtung der Elektronen ist somit entgegengesetzt zu der Bewegungsrichtung der Ionen. Die Möglichkeiten, die sich durch eine solche Extraktionsanordnung ergeben, sollen im folgenden erläutert werden [6].

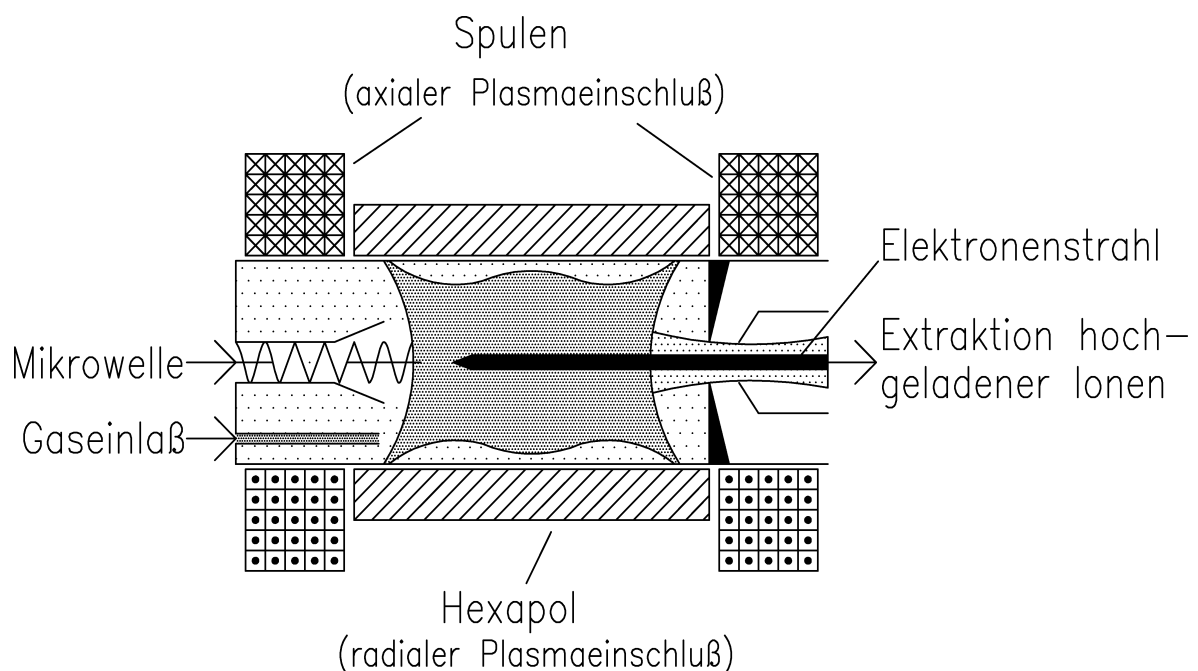


Abbildung 1.2: Skizze der EZR-Ionenquelle mit Elektronenstrahl-Extraktion.

3.3.1 Lokale Potentialabsenkung

Wie in Abschnitt **Error! Reference source not found.** gezeigt, werden die hochgeladenen Ionen aufgrund von Potential-unterschieden im Plasma gehalten und können nur dann extrahiert werden, wenn man die EZR-Ionenquelle im Pulsmodus betreibt. Mit Hilfe eines fokussierten intensiven Elektronenstrahls soll das Potential lokal abgesenkt werden, so daß die hochgeladenen Ionen dem Plasma entkommen können. Der Elektronenstrahl erhöht lokal die Plasma-dichte und bildet dabei einen negativen Potentialkanal, durch welchen die Ionen geführt werden.

In **Error! Reference source not found.** ist die axiale Potentialverteilung in einem EZR-Plasma dargestellt. Der Elektronenstrahl senkt hauptsächlich das Potential an den Stellen, wo die Elektronen-dichte im Plasma gering ist, das heißt die Potentialwälle rechts und links der Potentialsenke werden erniedrigt. Die Tiefe der Potentialsenke wird nicht wesentlich beeinflußt, da dort die Elektronendichte im Plasma am größten ist. Hinzu kommt, daß der Kompressionsgrad und somit die Dichte des Elektronenstrahls stark vom Magnetfeld abhängt, dies wird im nächsten Kapitel genauer erläutert. Im Bereich des Minimums des magnetischen Spiegelfeldes ist die Dichte des Elektronenstrahls am geringsten, im Bereich der beiden Maxima am größten.

Die Dichte des Elektronenstrahls sollte in der Größenordnung der Elektronendichte im Plasma liegen. Die Plasmadichte der Elektronen kann bis zu $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ für eine 14 GHz EZR-Ionenquelle betragen (siehe Abschnitt **Error! Reference source not found.**). Die Stromdichte des Elektronenstrahls erhält man, wenn man Gleichung (1.2) nach ρ auflöst:

$$\rho = \frac{I}{\pi \cdot r_0^2 \cdot v} \quad (1.12)$$

wobei der Strom I als Ladungen pro Zeit definiert ist. Durch Teilen der Stromdichte durch die Elementarladung e erhält man die Teilchendichte des Elektronenstrahls.

Ein Elektronenstrahl mit einer Energie von 10 keV ($\beta \approx 0.2$) und einem Strom von 600 mA, besitzt bei einem Radius von 1 mm eine Dichte von $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, dies entspricht 1% der Plasmadichte. Erhöht man den Strom auf 3 A, so verfunffacht man die Dichte des Elektronenstrahls. Dies bringt keinen wesentlichen Gewinn. Verkleinert man jedoch den Radius auf 0.1 mm, so erhält man bei 600 mA Stromstärke eine Dichte von $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, dies entspricht 100% der angegebenen Plasmadichte. Dieses Rechenbeispiel soll zeigen, daß man einen sehr gut fokussierten Elektronenstrahl benötigt, um eine lokale Potentialabsenkung im Plasma zu erzeugen.

3.3.2 Verbesserung der Emittanz

Die Emittanz einer EZR-Ionenquelle ist, wie in Abschnitt 1.2 gezeigt, von dem Magnetfeld und dem Radius des extrahierten Ionenstrahls an der Plasmaelektrode abhängig. Das Magnetfeld ist eine feste Größe zum Einschluß der Plasma-Elektronen und kann somit nicht zur Verbesserung der Emittanz modifiziert werden. Eine Verkleinerung des Extraktionsloches würde zwar die Emittanz des Ionenstrahls verbessern, jedoch den extrahierten Ionenstrom erheblich senken. Eine Verbesserung wäre nur dann möglich, wenn die gleiche Anzahl an Ionen durch eine kleinere Öffnung extrahiert werden könnten. Hierzu könnte ebenfalls das negative Raumladungspotential des Elektronen-

strahls beitragen. Werden die Ionen durch diesen Kanal geführt, wie es zum Beispiel in einer EBIS der Fall ist, so befindet sich der Ladungsschwerpunkt durch das negative Raumladungspotential näher der Achse und es können bei gleichem Radius mehr Ionen transportiert werden.

3.3.3 Kompensation von inneren Raumladungskräften des Ionenstrahls

Betrachtet man einen parallelen drifteten Ionenstrahl, so weitet sich dieser aufgrund von inneren Raumladungskräften auf. Diese Aufweitung des Ionenstrahls kann man durch Einbringen von negativen Ladungsträgern kompensieren. Dies geschieht zum Beispiel bei der Ionisation von Restgas. Die dabei entstandenen Elektronen werden durch das Raumladungspotential des Ionenstrahls gefangen und schwächen dieses ab. Läßt man nun einen Elektronenstrahl parallel zum Ionenstrahl laufen, so kann das Raumladungspotential vollkommen aufgehoben, bzw. überkompensiert werden. In dem letzteren Fall würde der Ionenstrahl sogar noch fokussiert werden.

Läuft der Elektronenstrahl in einem Extraktionsgebiet den Ionen entgegen, so muß man die unterschiedlichen Geschwindigkeiten der beiden Strahlen an den verschiedenen Positionen berücksichtigen. Im Bereich des Plasmameniskus ist die Geschwindigkeit der Ionen sehr niedrig, die der Elektronen maximal. Im Bereich der Elektronenerzeugung ist es genau umgekehrt, die Geschwindigkeit der Ionen ist maximal, die der Elektronen sehr gering.

Für den ersten Fall soll nun gezeigt werden, wann die abstoßenden Coulomb-Kräfte des Ionenstrahls durch den Elektronenstrahl vollständig kompensiert werden. Hierzu betrachtet man einen homogenen und kreisförmigen Teilchenstrahl mit Radius r_0 [7].

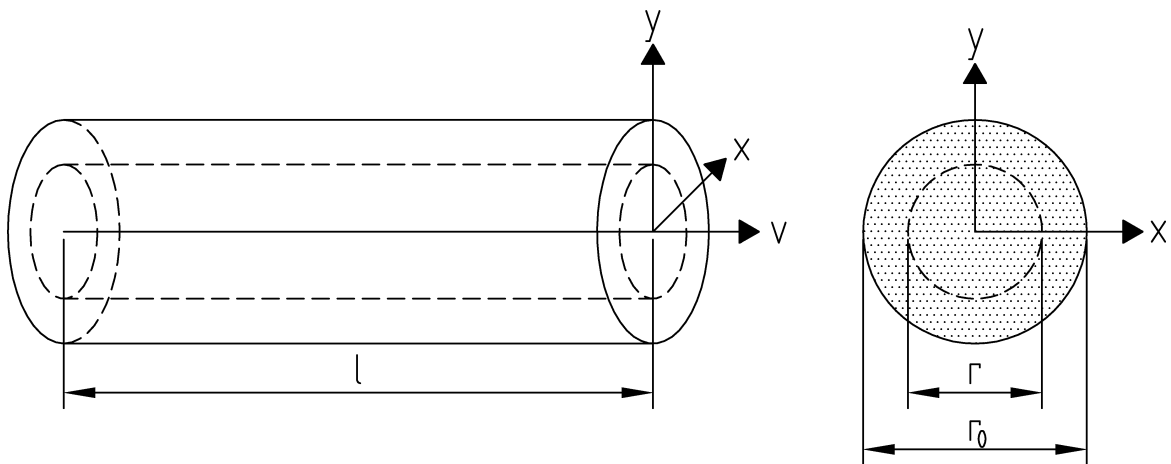


Abbildung 1.3: Homogener und kreisförmiger Teilchenstrahl.

Ausgehend von der Maxwellschen Gleichung:

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.13)$$

und unter Anwendungen des Gaußschen Satzes:

$$\int_{\text{Vol.}} \text{div } \vec{E} \cdot dV = \oint_{\text{Oberf.}} \vec{E} \cdot d\vec{F} \quad (1.14)$$

folgt mit $|\vec{E}| = E_r$:

$$\pi \cdot r^2 \cdot l \cdot \frac{\rho}{\epsilon_0} = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot l \cdot E_r \quad (1.15)$$

Löst man diese Gleichung nach E_r auf, setzt diese in die Lorentz-Kraft ein (magnetische Felder können vernachlässigt werden, da $v \ll c$ ist), so erhält man unter Berücksichtigung von Gleichung (1.12) die Kraft auf ein Testteilchen innerhalb des Teilchenstrahls zu:

$$F_r = \frac{e}{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{I \cdot r}{v \cdot r_0^2} \quad (1.16)$$

Als Beispiel soll angenommen werden, daß die Elektronen an der Plasmaelektrode eine Energie von 10 keV und einen Strahlradius von 1 mm besitzen, die Ionen eine Energie von 10 eV (Ar^{8+}) bei einer Stromstärke von 2 mA und einem Strahlradius von 4 mm. Die abstoßenden Kräfte innerhalb des Ionenstrahls werden vollständig kompensiert, wenn der Elektronenstrom 372 mA beträgt. In diesem Fall verliert auch das Child-Langmuir-Gesetz seine Gültigkeit, da die Elektronen, das durch die Ionen erzeugte Raumladungsfeld aufheben.

3.3.4 Vorionisation von neutralem Quellengas

Die Ladungsverluste der hochgeladenen Ionen durch Ladungsaustauschprozesse hängen direkt mit der Anzahl an neutralen Atomen im Plasma zusammen. Bei den einstufigen EZR-Ionenquellen wird das neutrale Arbeitsgas direkt an das Plasma abgegeben und dort erst durch Elektronenstoß oder Ladungsaustausch ionisiert. Wichtig für die Erzeugung von höchsten Ladungszuständen ist das Verhältnis von ionisierten Plasmateilchen zu neutralen, dem Ionisationsgrad des Plasmas. Eine Erhöhung dieses Verhältnisses ist durch Vorionisation des Quellengases möglich, das heißt, statt neutralem Gas werden nach Möglichkeit nur noch einfach- oder zweifachionisierte Teilchen an das Plasma abgegeben. Ein Teil des Quellengases könnte durch den Elektronenstrahl ionisiert werden, bevor es das Plasma erreicht. Beim einem Gasdruck von 10^{-5} hPa, einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{0,1} \approx 10^{-16} \text{ cm}^2$ (Argon) und einem Elektronenstrom von 500 mA, erhält man auf einer Länge von 10 cm einen Ionenstrom von 120 μA . Dieser Ionenstrom wird durch den Elektronenstrahl gefangen und direkt in das Plasma geleitet.

3.3.5 Erzeugung von Sekundärelektronen

Bei den meisten modernen EZR-Ionenquellen verwendet man eine gegenüber dem Plasmapotential negativ vorgespannte Scheibe (*biased disk*), um zum einen Elektronenverluste aus dem Plasma auszugleichen und zum anderen die Plasmadichte zu erhöhen. Teilchen, die dem Plasma verlorengehen und auf die *disk* auftreffen, erzeugen dort Sekundärelektronen, welche aufgrund des positiveren Plasmapotentials von dieser angezogen werden. Eine Abhängigkeit der Ströme an hochgeladenen Ionen, sowie eine Verschiebung des Ladungsschwerpunktes im extrahierten Ionenstrahl von den *disk*-Strömen, ist direkt nachweisbar. Bestrebungen, diese Ströme durch die Verwendung von speziellen Materialien zu erhöhen, werden von verschiedenen Gruppen unternommen. Hierbei könnte der Elektronenstrahl durch direkten Beschuß der *disk* dazu beitragen, die Sekundärelektronenemission zu erhöhen. Eine rumänische Arbeitsgruppe [8] hat verschiedene Targetmaterialien auf ihren Sekundärelektronenemissionskoeffizienten σ_{eff} unter EZR-Bedingungen untersucht. Verschiedene Strukturen aus Metall und Dielektrikum (Al – Al₂O₃) haben dabei besonders hohe Werte für σ_{eff} geliefert.

Eine weitere Möglichkeit zum einbringen von kalten Elektronen in das Plasma, ist die Installation einer Elektronenkanone anstelle der *disk*. In der AECR Ionenquelle in Berkeley (USA) konnte eine Steigerung der Ströme an hochgeladenen Ionen nachgewiesen werden [9]. Die Elektronenkanone befand sich auf einem Potential von -10 bis -200 V gegenüber dem Plasmapotential und emittierte Elektronenströme bis 200 mA.

3.3.6 Erzeugung von Festkörperionen

Die Erzeugung von Festkörperionen stellt für die meisten Ionenquellentypen ein Problem dar. Lediglich die Laser-Ionenquelle, welche die Festkörperionen direkt mit dem hochintensiven Laserstrahl erzeugt, ist in der Lage Metallionen jeglicher Art zu produzieren. Besonders schwer verdampfbare Materialien, wie Tantal und Wolfram, sind nur schwer zu erzeugen. Das Hauptproblem sind die Wärmeverluste durch Wärmeleitung und besonders durch Wärmestrahlung. Die Verluste durch Wärmestrahlung, welche nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz proportional zur vierten Potenz der Temperatur T sind, werden bei Metallen mit hohen Siedepunkten besonders deutlich:

$$P_{\text{Stra.}} = \sigma \cdot \epsilon \cdot F \cdot T^4 \quad (1.17)$$

$\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$ ist die Stefan-Boltzmann-Konstante, ϵ der Emissionsgrad, welcher stark von dem Material, von dessen Oberfläche und der Temperatur abhängt (ϵ liegt für die meisten Metalle im Bereich von 0.01 und 0.3), F die Oberfläche des strahlenden Körpers und T die Temperaturdifferenz des strahlenden Körpers zu seiner Umgebung. Als Beispiel betrachtet man einen Würfel aus Wolfram mit einer Kantenlänge von 1 cm. Wolfram hat bei einer Temperaturdifferenz von 2000° einen Emissionsgrad von 0.28. Die Wärmeverluste durch Strahlung betragen in diesem Fall 152 W. Bei gleichem Emissionsgrad und einer Temperaturdifferenz von 2600° steigen die Strahlungsverluste auf 435 W an.

Betrachtet man nun die Leistung, die in einem Elektronenstrahl mit der Energie 10 keV und einer Stromstärke von 500 mA stecken, dies sind 5 kW, so könnte man damit selbst Metalle mit extrem hohem Siedepunkt direkt aufheizen und diese zum verdampfen

bringen. Die Verdampfungsrate könnte man kontrollieren, indem man das zu verdampfende Metall mehr oder weniger in den Elektronenstrahl hineinführt. Weidenmüller [10] hat gezeigt, daß man Bleiionen durch Elektronenstrahlheizen erzeugen kann. In der folgenden Tabelle sind die Schmelztemperaturen $T_{\text{Schm.}}$, sowie die Siedetemperaturen $T_{\text{Sied.}}$ in Abhängigkeit von dem Druck für verschiedene Metalle dargestellt [11].

Element	$T_{\text{Schm.}} [^{\circ}\text{C}]$	$T_{\text{Sied.}} [^{\circ}\text{C}]$	$T_{\text{Sied.}} [^{\circ}\text{C}]$	$T_{\text{Sied.}} [^{\circ}\text{C}]$
	1013 hPa	1013 hPa	$1.3 \cdot 10^{-5}$ hPa	$1.3 \cdot 10^{-6}$ hPa
Pb	328	1750	483	425
Al	659	2450	890	810
U	1132	3818	1442	1320
Fe	1539	2880	1107	1017
Mo	2577	5560	1987	1850
Ta	2996	5425	2407	2220
W	3382	5900	2554	2380

Tabelle 1.1: Schmelz- und Siedetemperaturen einiger Metalle

Das Aufheizen eines Materials führt auch zu einer Erhöhung der Elektronenemission nach der Richardson-Gleichung (siehe nächstes Kapitel). Unter Verwendungen eines *disk*-Materials mit hohem Schmelzpunkt und niedriger Austrittsarbeit für Elektronen, könnte diese ebenfalls hohe Elektronenströme mit niedrigen Energien emittieren.

4 Elektronenstrahlerzeugung und –fokussierung

Ein Elektronenstrahlsystem setzt sich aus drei Bereichen zusammen: die Erzeugung von freien Elektronen, die Elektronenstrahlfokussierung und das Vernichten der Elektronen. Die Erzeugung und Fokussierung der freien Elektronen wird meistens unter dem Begriff Elektronenkanone zusammengefaßt. Der einfachste Aufbau einer Elektronenkanone besteht aus einem Diodensystem. Dieses setzt sich aus einer elektronenemittierenden Metalloberfläche (Kathode) und einer auf positiveren Potential liegenden und mit einem Loch versehenen Elektrode (Anode) zusammen.

4.1 Erzeugung von freien Elektronen

Das Auslösen von Elektronen aus Atomen und Molekülen ist nur unter Aufwand von Energie möglich. Selbst bei Metallen, wo einige Elektronen frei beweglich vorliegen, benötigt man Energie, um diese aus der Metalloberfläche zu lösen.

Die Erzeugung von freien Elektronen aus Metallen kann auf unterschiedliche Weise erfolgen: thermisch (Glühemission), optisch (Photoemission), durch Beschuß mit schnellen Teilchen (Sekundärelektronenemission) oder durch Einwirkung von starken elektrischen Feldern (Feldemission).

Für die meisten Anwendungen, besonders in Ionenquellen, erfolgt die Erzeugung der Elektronen durch thermische Kathoden. Die Stromdichte j der emittierten Elektronen aus einem stark erhitzten Metall ist gegeben durch die Richardson-Gleichung:

$$j = g \cdot A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{W_A}{k \cdot T}} \quad (1.1)$$

mit dem Faktor $g = 2$, der die beiden Spineinstellungen des Elektrons berücksichtigt. A ($\approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$ für reine Metalle mit gleichmäßig emittierender Oberfläche) ist die Richardson-Konstante, k die Boltzmann-Konstante und W_A die Austrittsarbeit für das jeweilige Metall. Die Austrittsarbeit liegt für die meisten Metalle zwischen 2 und 5 eV. In der Praxis möchte man hohen Elektronenstromdichten bei hoher Lebensdauer der Kathode. Um hohe Stromdichten zu erzielen, braucht man ein Metall mit hohem Schmelzpunkt und einer niedrigen Austrittsarbeit, z. B. Wolfram ($W_A = 4.5 \text{ eV}$). Um die Austrittsarbeit zu senken, bedeckt man das Wolfram mit anderen Metallen oder deren Oxiden, z. B. Bariumoxid (resultierende Austrittsarbeit $W_A \approx 2 \text{ eV}$).

4.2 Diodensysteme

Im vorherigen Kapitel sind die Zusammenhänge einer raumladungsbegrenzten Extraktion von Ionen aus einer unendlich ausgedehnten, planparallelen Platte gezeigt worden. Diese Zusammenhänge sind leicht auf Elektronen zu übertragen, für welche das Child-Langmuir-Gesetz in seiner ursprünglichen Form hergeleitet wurde. Hierbei werden keinerlei thermische Einflüsse berücksichtigt:

$$j = \frac{4}{9} \cdot \epsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e}{m_e}} \cdot \frac{U^{3/2}}{d^2} \quad (1.2)$$

Für Elektronenkanonen, wie sie in Ionenquellen Verwendung finden (z. B. in EBIS), werden vor allem sphärische Kathoden eingesetzt. Langmuir und Blodgett [1] modifizierten das Child-Langmuir-Gesetz für sphärische Symmetrien und ermittelten:

$$j = \frac{4}{9} \cdot \epsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e}{m_e}} \cdot \frac{U^{3/2}}{r_A^2 \cdot \alpha^2} \quad (1.3)$$

α ist eine Funktion der Radienverhältnisse von Kathode r_K und Anode r_A und ist somit ein Anpassungsparameter an die Geometrie. α läßt sich aus einer Reihenentwicklung berechnen:

$$\alpha = \gamma - \frac{3}{10} \gamma^2 + \frac{3}{40} \gamma^3 - \frac{63}{4400} \gamma^4 + \frac{13311}{6160000} \gamma^5 - \dots \quad (1.4)$$

mit $\gamma = \ln(r_A/r_K)$.

Man kann ein Diodensystem in zwei Moden betreiben. Zum einem im Gültigkeitsbereich des Child-Langmuir-Gesetzes, in diesem Fall spricht man von einem raumladungsbegrenzten System. Zum anderen im Bereich der Richardson-Gleichung, dann spricht man von einem temperaturbegrenzten System. Um einen stabilen Strahlbetrieb und eine homogene Strahlstromdichte zu erzielen, werden Elektronenkanonen mit thermionischen Emittern im raumladungsbegrenzenden Bereich betrieben, damit thermische Schwankungen und dadurch lokal auftretende Änderungen der Austrittsarbeit unterdrückt werden.

4.3 Der Pierce-Rand

Die vorhergehenden Betrachtungen zu einem Diodensystem bezogen sich hauptsächlich auf unendlich ausgedehnte und planparallele Platten. In diesem Fall erhält man unter Vernachlässigung von thermischen Effekten einen parallelen Elektronenstrahl. Begrenzt man jedoch die emittierende Oberfläche, so divergiert der Elektronenstrahl aufgrund von inneren Raumladungskräften. Dieser Effekt tritt vor allem bei hohen Elektronenstrahldichten auf. Pierce [2] untersuchte, wie der Potentialverlauf im Diodensystem geändert werden muß, um wieder einen parallelen Strahl zu erhalten. Er fand heraus, daß die Randlektrode um 67.5° zur Strahlachse geneigt sein muß. Dieser Winkel wird deshalb als Pierce-Winkel bezeichnet und gilt neben der ebenen Elektrodenanordnung auch für zylindersymmetrische Geometrien.

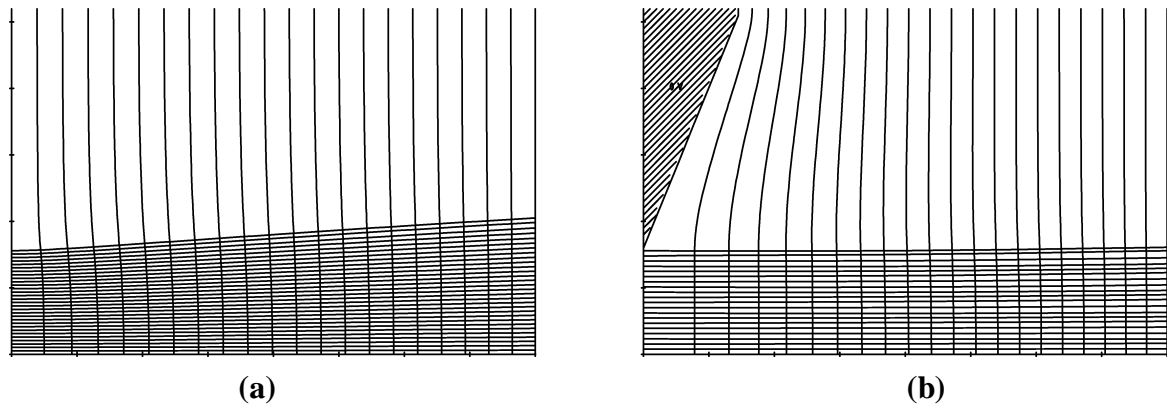


Abbildung 1.1: Aufweitung (a) eines Ionenstrahl und Kompensation (b) durch Pierce-Winkel.

Bei einer sphärischen Kathode muß der Randanschluß so gewählt werden, daß die Elektronen am Rand senkrecht zur Kathodenoberfläche starten, dies ist für die Strahlkompensation entscheidend, da der größte Anteil des Elektronenstroms vom Rand der Kathode kommt.

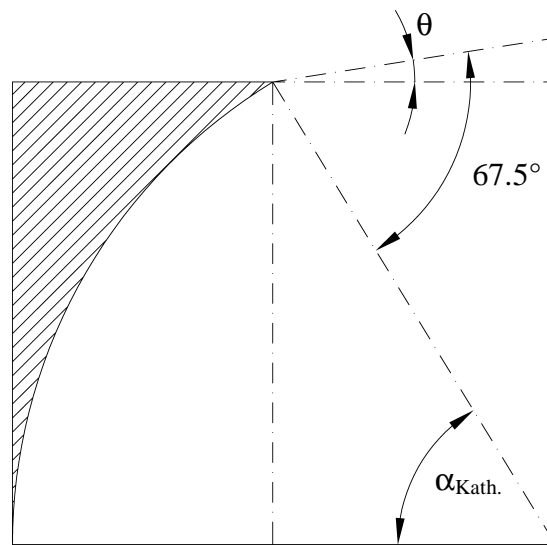


Abbildung 1.2: Pierce-Winkel (67.5°) bei einer sphärischen Kathode mit dem halben Öffnungswinkel $\alpha_{Kath.}$.

Der optimale Randanschluß ist auf zwei Arten zu erreichen. Zum einen, wenn die Tangente am Kathodenrand im Pierce-Winkel zur Kathodennormalen steht, oder wenn die zum Kathodenpotential gehörige Äquipotentiallinie unter dem Pierce-Winkel vom Kathodenrand wegläuft. Dies ist möglich, wenn man die Kathode mit einem Zylinder umgibt, welcher auf negatives Potential gelegt wird. Im allgemeinen bezeichnet man den Zylinder, welcher die Kathode umgibt und einen optimalen Randanschluß darstellt, als Wehneltzylinder.

4.4 Fokussierung eines Elektronenstrahls

Die bisherigen Betrachtungen haben keine magnetischen Felder berücksichtigt, wie sie im Umfeld einer EZR-Ionenquelle auftreten, und gelten daher nur für den elektrostatischen Fall. In Kapitel **Error! Reference source not found.** wurde gezeigt, daß Elektronen durch Magnetfelder geführt werden. Im Extraktionsbereich der Quelle treten starke Streufelder der Spulen auf, mit deren Hilfe man den Elektronenstrahl beeinflussen kann. Becker diskutiert in [3] die verschiedenen Möglichkeiten der Strahlfokussierung und der Strahlkompression in Anwesenheit von Magnetfeldern. Die Fokussierung eines Elektronenstrahls durch ein magnetisches Feld funktioniert nach dem folgendem Prinzip: die Elektronen laufen in ein ansteigendes Magnetfeld, hierdurch wächst die Winkelgeschwindigkeit ω_{Zyk} der Elektronen an. Da der Drehimpuls eine Erhaltungsgröße ist, muß der Elektronenstrahl komprimiert werden. Der Grad der Kompression richtet sich nach dem Verhältnis zwischen der magnetischen Induktion an der Kathodenoberfläche und in den Spulen.

Generell unterscheidet man drei Arten von Elektronenstrahlfokussierung mit zwei Extremen (Abbildung 1.3). Die Kathode sitzt im Maximum des magnetischen Feldes ($B = \text{max.}$, *fully immersed flow*). In diesem Fall findet keine Kompression des Elektronenstrahls statt. In einem weiteren Extrem befindet sich die Kathode im feldfreien Raum ($B = 0$, *Brillouin flow*). Der Kompressionsgrad ist in diesem Fall maximal, das heißt, man erreicht die höchsten Stromdichten. Beim *Brillouin flow* rotiert der Elektronenstrahl als ganzes mit der halben Zyklotron-Frequenz, um die innere Raumladungskraft und die Zentrifugalkraft mit der Lorentz-Kraft ins Gleichgewicht zu bringen. Hierbei befindet sich der Elektronenstrahl in einem empfindlichen Kräftegleichgewicht. Im dritten Fall sitzt die Kathode zwischen diesen beiden Extremfällen ($0 < B < \text{max.}$, *partially immersed flow*). Der erreichbare Kompressionsgrad ist proportional zum Anstieg des magnetischen Feldes.

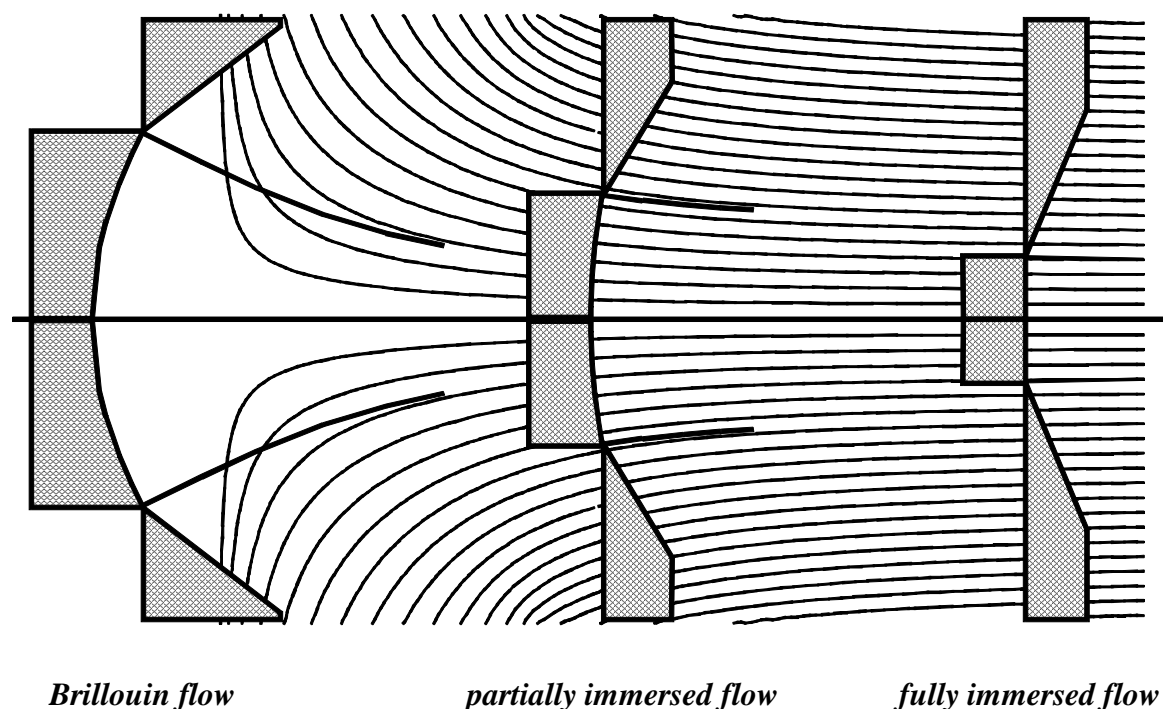


Abbildung 1.3: Position der Kathode in Bezug auf ein ansteigendes Magnetfeld.

Die Abschirmung des magnetischen Feldes beim *Brillouin flow* und *partially immersed flow* kann aktiv durch die Erzeugung eines Gegenfeldes mit einer zusätzlichen Spule, passiv durch Einbringen von ferromagnetischen Materialien, oder durch Kombination von beiden erfolgen. Da beim *Brillouin flow* sich der Elektronenstrahl in einem empfindlichen Kräftegleichgewicht befindet und die vollständige Abschirmung des Magnetfeldes mit einem größeren Aufwand verbunden ist, nutzt man in den meisten Fällen die *partially immersed flow*-Fokussierung mit passiver Abschirmung.

Im Fall der passiven Schirmung muß die Geometrie so gewählt werden, daß die magnetischen Flußlinien an jeder Stelle senkrecht zur Kathodenoberfläche stehen. Ist dies nicht der Fall, starten die Elektronen unter einem Winkel zur Kathodenoberfläche, dies kann Fokussierungsprobleme hervorrufen und die Perveanz mit zunehmenden Elektronenstrom abschwächen. Bei Verwendung einer zylindersymmetrischen Kathode ist die geeignete magnetische Schirmung ein offener Zylinder aus ferromagnetischen Material mit hoher Permeabilität, welcher konzentrisch zur Strahlachse angeordnet ist. Bei der Bestimmung der Abschirmwirkung eines solchen Zylinders, muß man zwei Anteile des von außen her eindringenden Feldes berücksichtigen. Zum einen der Feldanteil, welcher durch den Mantel hindurchgreift, dieser ist im wesentlichen von dem Abschirmfaktor des Zylinders bestimmt. Der Abschirmfaktor ist proportional zur Permeabilität μ . Zum anderen der Feldanteil, welcher durch die Öffnungen in das Rohr eindringt. Dieser Anteil fällt exponentiell mit zunehmender Eindringtiefe in den Zylinder ab und kann somit über die Länge des Schirmzylinders beeinflußt werden. Damit die Feldlinien die Kathodenoberfläche senkrecht durchstoßen, muß der Innenradius des Zylinders ein bestimmtes Verhältnis zum Kathodenradius und zum sphärischen Radius der Kathode besitzen. Die mathematische Beschreibung für das Eindringen von Magnetfeldern in offene Abschirmzylinder wurden von Mager [4] durchgeführt. Da es sich um statische Magnetfelder handelt und keine elektrischen Ströme im Zylinder fließen, folgt aus den Maxwellschen Gleichungen, daß die Rotation der magnetischen Feldstärke verschwindet $\text{rot } \mathbf{H} = 0$ (die Fett gedruckten Variablen stehen für Vektoren). Unter Einführung einer Potentialfunktion $\mathbf{H} = -\text{grad } V$ und mit Hilfe der Maxwellschen Gleichung $\text{div } \mathbf{B} = 0$, sowie dem Zusammenhang $\mathbf{B} = \mu \cdot \mathbf{H}$, erhält man die Laplace-Gleichung $\Delta V = 0$ unter der Annahme, daß die Permeabilität zumindest stückweise konstant ist. Die Laplace-Gleichung lautet in Zylinderkoordinaten folgendermaßen [5]:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \quad (1.5)$$

Die allgemeine Lösung dieser Gleichung erhält man durch einen Separationsansatz $V = R(r) \cdot \phi(\varphi) \cdot Z(z)$. Wegen den gegebenen Symmetrieverhältnissen entfällt der Feldanteil in azimuthaler Richtung (φ) und man erhält zwei gewöhnliche Differentialgleichungen. Die erste Differentialgleichung ist gegeben durch:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} Z(z) - k^2 \cdot Z(z) = 0 \quad (1.6)$$

deren Lösung durch $e^{-k \cdot z}$ gegeben ist, mit k als Separationsvariable, und den exponentiellen Abfall des magnetischen Potentials mit zunehmender Eindringtiefe beschreibt.

Die zweite Differentialgleichung lautet:

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial R}{\partial r} + k^2 \cdot R = 0 \quad (1.7)$$

Diese stellt eine Besselsche Differentialgleichung nullter Ordnung dar, deren Lösungen die Besselschen Zylinderfunktionen nullter Ordnung $J_0(k \cdot r)$ sind. Die magnetische Induktion ergibt sich schließlich zu:

$$B_r = C \cdot k \cdot \mu_0 \cdot J_1(k \cdot r) \cdot e^{-k \cdot z} \quad (1.8)$$

$$B_z = C \cdot k \cdot \mu_0 \cdot J_0(k \cdot r) \cdot e^{-k \cdot z} \quad (1.9)$$

C ist die Integrationskonstante. Unter der Annahme sehr hoher Permeabilität des Schirmmaterials, das heißt B_z verschwindet an der Zylinderinnenoberfläche, folgt mit dem Innenradius r_z des Zylinders: $J_0(k \cdot r_z) = 0$. Diese Bedingung ist für $k = 2.40483/r_z$ erfüllt. Für den Fall, daß die magnetischen Feldlinien zumindest am Rand der Kathode senkrecht zur Kathodenoberfläche stehen, errechnet sich der Innenradius des Zylinders r_z , in Bezug zur Kathodengeometrie, aus [6]:

$$\frac{J_0\left(2.405 \cdot \frac{r_k}{r_z}\right)}{J_1\left(2.405 \cdot \frac{r_k}{r_z}\right)} = \frac{B_z}{B_r} = \frac{1}{\tan \Theta} = \sqrt{\frac{r_s^2}{r_k^2} - 1} \quad (1.10)$$

Der Zusammenhang zwischen den verschiedenen Radien ist in Abbildung 1.4 verdeutlicht.

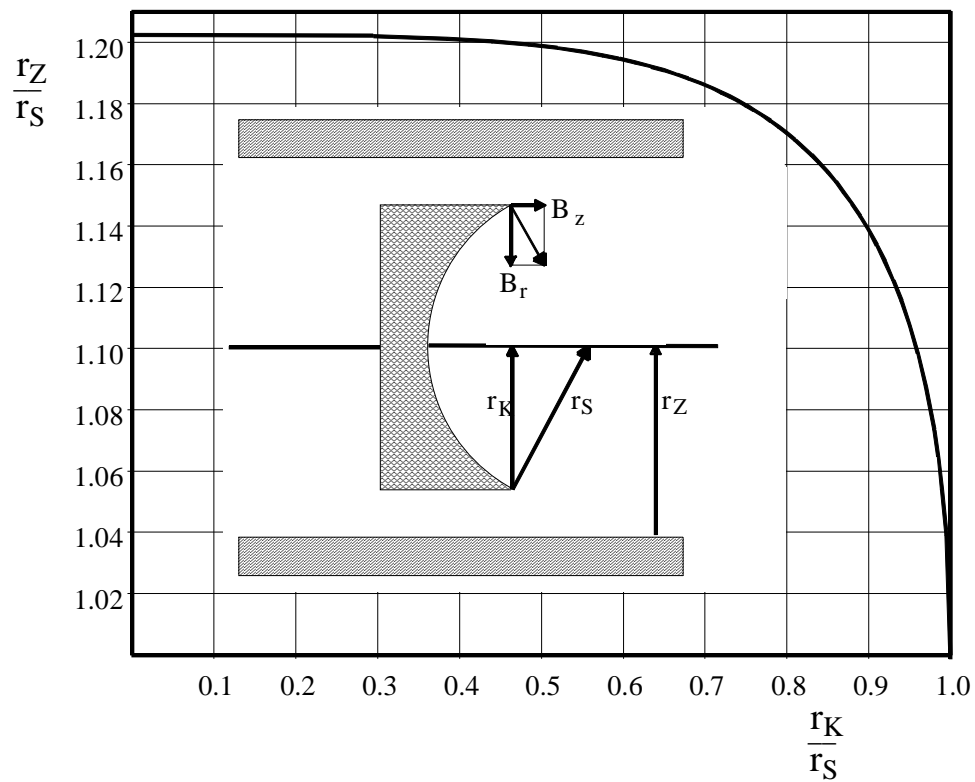


Abbildung 1.4: Radienverhältnis von Innenradius des Zylinders zum sphärischen und zylindrischen Kathodenradius, damit die magnetischen Flußlinien senkrecht den Kathodenrand durchstoßen.

Die Optimierung des Schirmzylinders in Bezug auf die verwendete Kathode und das umgebende Magnetfeld wird im nächsten Kapitel beschrieben.

5 Experimenteller Aufbau

5.1 Die Frankfurter EZR-Ionenquelle

Der mechanische Aufbau der EZR-Ionenquelle ist in Abbildung 1.1 skizziert. Im Sommer 1996 wurden neu entwickelte Spulen mit einem vier mal höheren Kühlwasserdurchfluß (drei parallele Kühlkreisläufe pro Doppelschnecke) eingebaut, welche eine sichere Kühlung (auch an heißen Sommertagen) garantiert. Die Spulen besitzen einen konstanten Innendurchmesser von 22 cm. Diese offene Bauweise soll eine Hochspannungsisolations von bis zu 100 kV (getestet 60 kV) durch ein einfaches Isolationsrohr ermöglichen. Weitere Vorteile sind die leichte Zugänglichkeit der Quelle für Reparatur- und Umbauarbeiten, sowie die Optimierung des Magnetfeldes durch Verschieben des gesamten Spulenpaketes oder durch Änderung des Abstandes zwischen den beiden Spulen. Je ein Eisenring (im folgenden auch als Plug bezeichnet) auf der Extraktions- und auf der Gaseinlaßseite dienen zur Verbesserung des Jochschlusses und erhöhen dadurch das Spiegelverhältnis der magnetischen Falle.

Eine Voraussetzung für die Erzeugung von höchsten Ladungszuständen ist ein möglichst gutes Vakuum in der Quelle. Der Vakuumpumpstand besteht aus einer 360 l/s Turbopumpe auf der Gaseinlaßseite und einer 1500 l/s Kryopumpe auf der Extraktionsseite. Die Vakuumpumpen sind durch zwei Isolationsrohre galvanisch vom Quellenpotential getrennt. Das Grundvakuum war zunächst beschränkt durch das Ausgasen der beiden, aus glasfaserverstärktem Epoxidharz bestehenden, Isolationsrohren, sowie durch den Einsatz von zahlreichen O-Ringdichtungen. Im Rahmen des Spulenumbaus wurde auf der Extraktionsseite der Epoxidharzisolator durch einen Keramikisolator und die meisten O-Ringdichtungen durch Kupferdichtungen ersetzt. Eine Verbesserung des Grundvakuums um den Faktor 10 auf $1 \cdot 10^{-8}$ hPa wurde erreicht.

Der Einlaß des Quellengases wird durch zwei thermomechanische Dosierventile gesteuert. Hierdurch ist der Quellenbetrieb mit zwei Gasen (Mischgasbetrieb) möglich. Die Quellengase werden durch zwei Edelstahlrohre bis auf wenige cm an das Plasma herangeführt.

Das Mikrowellensystem der Ionenquelle besteht aus dem Mikrowellensender, den Hohlleitern zum Transport der Mikrowelle, einem 4-Tor-Zirkulator um das Klystron des Senders vor Zerstörung durch reflektierte Mikrowellenleistung zu schützen, einem E-H-Tuner zur Kompensation von Fehlanpassungen, einer Hochspannungsisolations zur galvanischen Trennung vom Quellenpotential und einem wassergekühlten Vakuumfenster. Der Mikrowellensender ist ein kommerziell erhältlicher 14.4 GHz-Sender der Firma VARIAN mit einer maximalen Ausgangsleistung von 2.5 kW. Die Mikrowellenleistung wird in einem FET-Oszillator erzeugt und durch ein Mehrkammerklystron verstärkt.

Zum Einbringen von kalten Elektronen in das EZR-Plasma wird eine Edelstahlscheibe (*disk*) verwendet. Die *disk* ist durch eine Lineardurchführung fahrbar, so daß der Abstand zwischen *disk* und Plasma variiert werden kann. Dies ermöglicht ein Optimieren der Ladungszustände während des Quellenbetriebs.

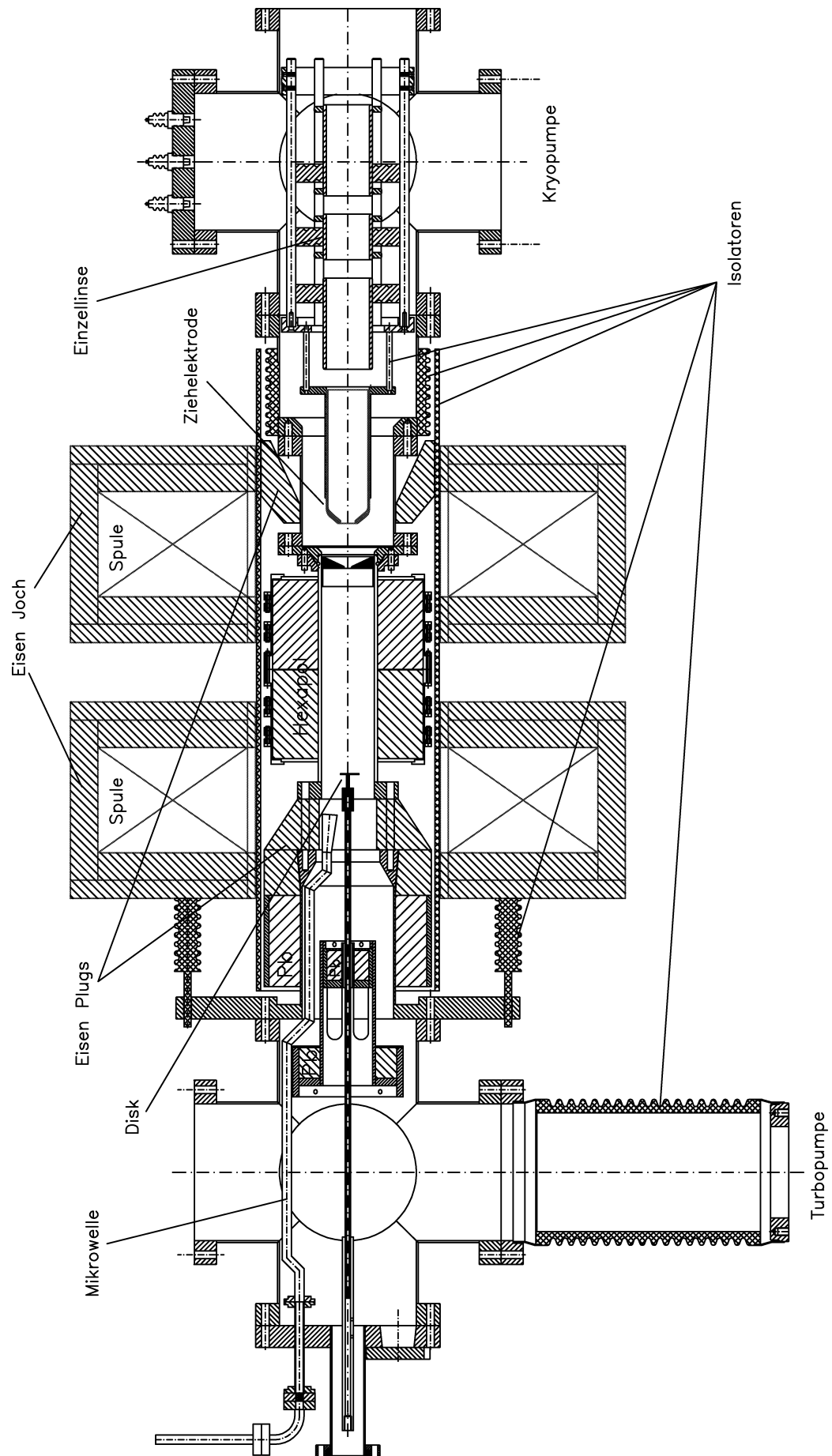


Abbildung 1.1: Skizze des mechanischen Aufbaus der Frankfurter EZR-Ionenquelle

Die Extraktion der mehrfach geladenen Ionen erfolgt durch ein 8 mm Loch in der Plasmaelektrode und einem 14 mm Loch in der Ziehelektrode (Diodensystem). Die Geometrie der Extraktion ist durch Computer-Simulationen so optimiert worden, daß ein möglichst paralleler Ionenstrahl erzeugt wird [18]. Direkt im Anschluß an die Ziehelektrode befinden sich drei Driftröhren, die wahlweise als Einzellinse oder, falls die Ziehelektrode nicht auf Erdpotential liegt, als Nachbeschleunigungsstrecke eingesetzt werden können.

Der Transport des Ionenstrahl über den Analysiermagneten zu dem RFQ-Beschleuniger (90°-Kanal) oder zu den niederenergetischen Experimentierplätzen (120°-Kanal) führt über verschiedene Diagnose- und Linsensysteme (siehe auch **Error! Reference source not found.**). Vor und jeweils direkt hinter dem Analysiermagnet befindet sich jeweils ein elektrostatisches Quadrupoltriplett zur Strahlfokussierung und eine fahrbare Faraday-Tasse zur Strahlstrommessung. Der Analysiermagnet ist ein Dipol, welcher die Bestandteile des Ionenstrahls gemäß ihres m/q -Verhältnisses verschieden stark ablenkt. Die Massenauflösung des Analysiermagneten beträgt etwa 2% [1].

Die Ladungsverteilung des Ionenstrahls ist zum einen von den konstruktiv festgelegten geometrischen Größen der Ionenquelle abhängig, sowie von verschiedenen einstellbaren Größen wie der Mikrowellenleistung, vom axialen Magnetfeld, vom Druck des Quellengases, von der Position und der Vorspannung der *disk*, von der Extraktionsspannung sowie den Einstellungen der Strahlführungselemente. Abbildung 1.2 zeigt die gemessene Ladungsverteilung von ^{40}Ar -Ionen im 90°-Kanal. Hierzu wird das Magnetfeld des Analysiermagneten durchgefahen. Jede Magnetfeldeinstellung entspricht einem bestimmten Masse zu Ladungsverhältnis. Der Ionenstrom wird in der Faraday-Tasse im 90°-Kanal hinter dem Magneten gemessen. Das Ladungsspektrum repräsentiert ein typisches EZR-Spektrum, in dem die hochgeladenen Ionen „gezüchtet“ werden, das heißt niedriger Quellengasdruck bei hoher Mikrowellenleistung (1000 W). Das Quellenpotential betrug 30kV, der Strahltransport ist auf die minimalen Verluste an Ionen mit dem Ladungszustand Ar^{11+} optimiert (man beachte den logarithmischen Maßstab), das Maximum der Ladungsverteilung liegt bei Ar^{8+} .

Neben den Ladungszuständen an Argon-Ionen, sind auch die Ladungszustände von Restgasionen zu sehen. Die Restgasladungszustände sind vom erreichtem Grundvakuum und dem Ausgasen der Wände aufgrund von Erwärmung während des Quellenbetriebes abhängig. Bei den Ladungszuständen $^{40}\text{Ar}^{5+}$ und $^{40}\text{Ar}^{10+}$ sind die Restgasladungszustände von $^{16}\text{O}^{2+}$ und $^{16}\text{O}^{4+}$, $^{12}\text{C}^{3+}$ überlagert, die je nach erreichtem Grundvakuum und Brenndauer der EZR-Ionenquelle eine Erhöhung dieser Ladungszustände um etwa 1 bis 10% hervorrufen.

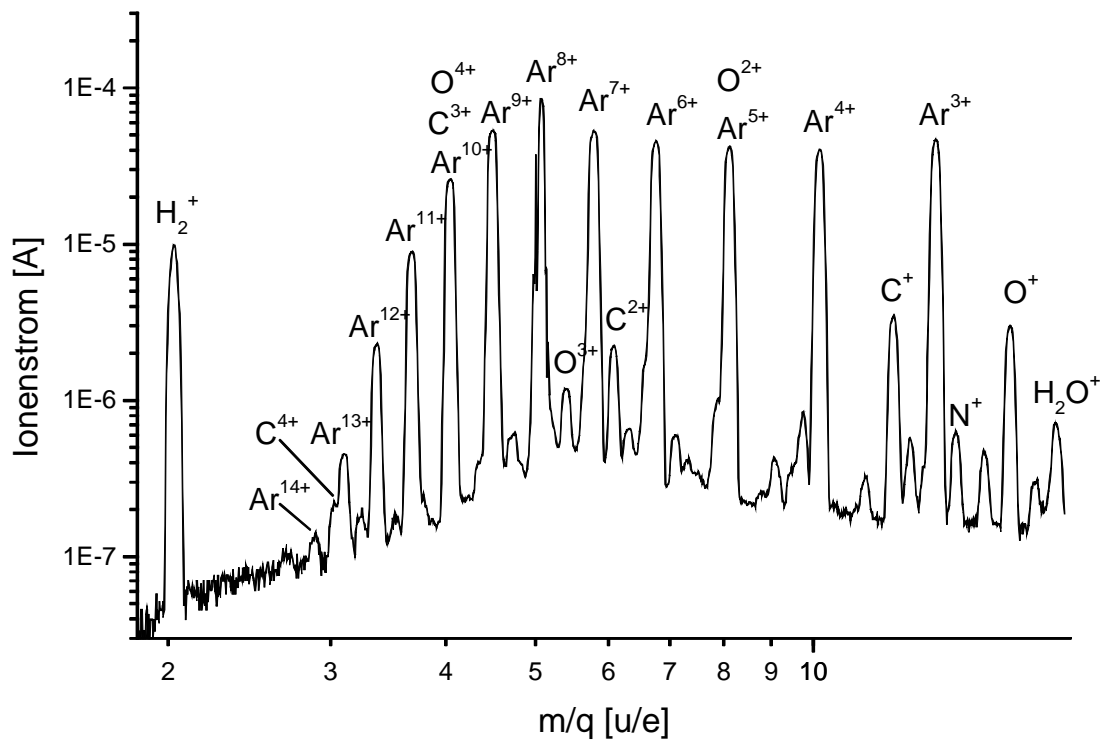


Abbildung 1.2: Gemessene Ladungsverteilung für Argon bei optimierter Einstellung.

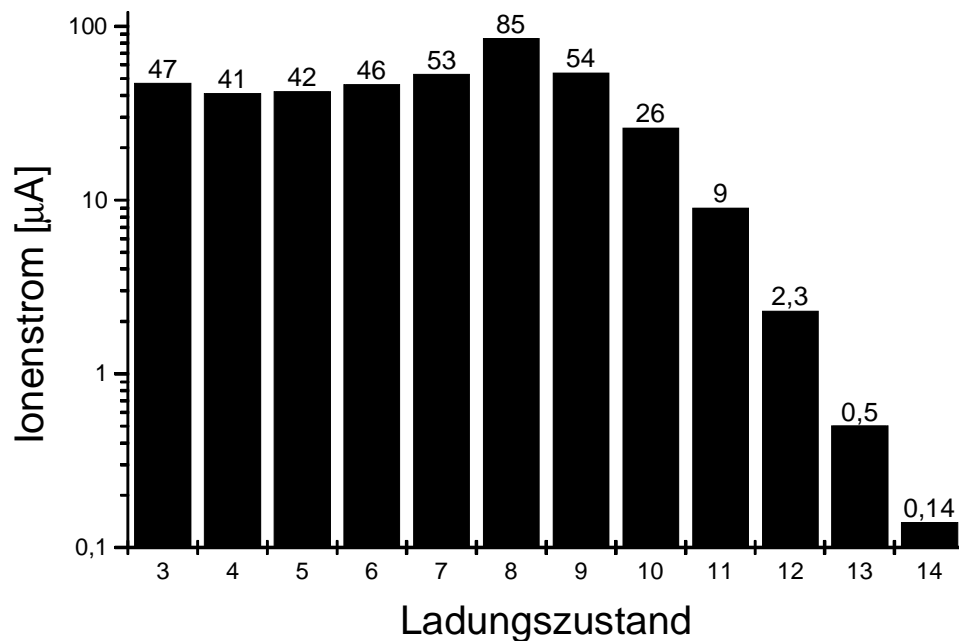


Abbildung 1.3: Gemessene Ladungsverteilung für Argon in übersichtlicher Darstellung.

Um die Ladungsverteilung übersichtlicher darzustellen, verwendet man ein Balkendiagramm. In Abbildung 1.3 ist das Ar-Ladungsspektrum aus Abbildung 1.2 dargestellt. Es repräsentiert die Maxima der einzelnen Ladungszustände des oben gezeigten Spektrums. Im folgenden wird diese Repräsentation zur Darstellung und Diskussion der Ergebnisse gewählt.

5.2 Die Elektronenkanone

5.2.1 Die Kathode

Die Konstruktion der Elektronenkanone richtet sich nach der verwendeten Kathode. Bei der Kathode wurde auf eine Oxid-Kathode zurückgegriffen, die bereits mehrfach in Elektronenstrahlionenquellen im Institut für Angewandte Physik eingesetzt wurde. Diese indirekt geheizte Kathode zeichnet sich durch hohe Stromdichten und eine lange Lebensdauer aus. Der technische Aufbau der verwendeten Kathode ist in Abbildung 1.4 dargestellt. Es handelt sich hierbei um eine Standard Vorratskathode mit poröser Wolframmatrix der Firma SPECTRA-MAT des Typs 502. Diese besitzt eine Oberfläche von 3 cm^2 und einen sphärischen Radius von 10.22 mm.

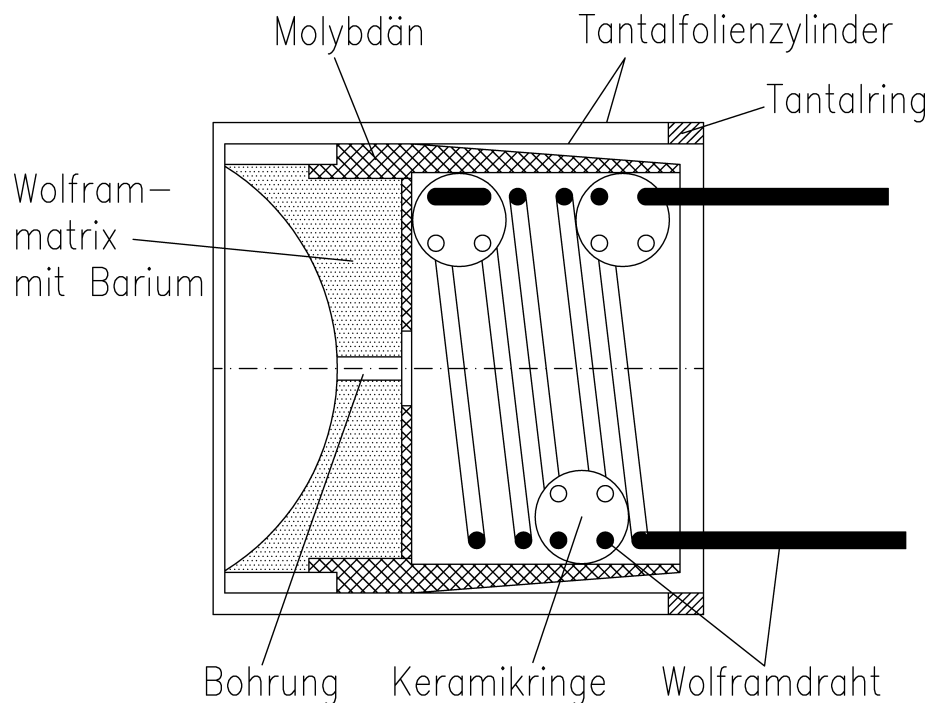


Abbildung 1.4: Technischer Aufbau der Wolfram-Kathode mit Heizdraht (Maßstab 3 : 1).

Die Poren des Wolframkörpers sind mit Bariumoxid imprägniert. Das Barium verdampft beim Heizen der Kathode, diffundiert durch das poröse Wolfram hindurch und bildet zusammen mit dem Sauerstoff eine monomolekulare Schicht (*Monolayer*) an der Kathodenoberfläche. Dieser *Monolayer* bildet einen elektrischen Dipol aus und senkt somit die Austrittsarbeit an der Kathodenoberfläche von 4.5 eV auf etwa 2 eV. Die Lebensdauer der Kathode ist durch die Größe des Bariumdepots und die Arbeitstemperatur, welche die Verdampfungsrate des Bariums bestimmt, beschränkt. Die Sättigungsstromdichte beträgt 1 A/cm^2 bei einer Temperatur von 1100°C . Der Kathodenkopf sitzt in einem Molybdänhalter und wird durch einen 0.5 mm Wolframdraht indirekt geheizt. Dieser ist bifilar (zweidrähtig) gewickelt, damit das Magnetfeld des Heizstroms keinen Einfluß auf die Fokussierung des Elektronenstrahl nimmt, und sitzt, mit Hilfe von Keramikringen isoliert, in dem Molybdänhalter. Die thermische

Abschirmung des Molybdänhalters erfolgt durch zwei Tantalzylinder (Dicke von 0.2 bis 0.5 mm), welche durch einen kleinen Verbindungsring, ebenfalls aus Tantal, gehalten werden. Der äußere Tantalzylinder steht 0.5 mm über den Kathodenrand hinaus, damit dieser keinen Kontakt zur Wehneltelektrode erhält. Im Zentrum der Kathode ist eine Bohrung von 1 mm Durchmesser, durch welche die Ionen extrahiert werden.

5.2.2 Die Abschirmung der Kathode

Bei der in Abschnitt **Error! Reference source not found.** gezeigten Berechnung des optimalen Schirmzylinderradius wurde angenommen, daß B_z an der Zylinderinnenoberfläche verschwindet. Dies ist jedoch nur der Fall, wenn man Materialien mit hoher Permeabilität verwendet. Die magnetische Permeabilität ist sehr stark vom Material, dessen Bearbeitung und einer sogenannten Schlußglühung abhängig. Des weiteren muß man berücksichtigen, daß die magnetische Induktion der EZR-Spulen bis zu 1.8 T in Luft erreicht, was eine hohe Sättigungsmagnetisierung des verwendeten Materials erfordert. Ein Material, das die geforderten Eigenschaften erfüllt, ist ARMCO-Reineisen. Dieses besitzt eine Sättigungsmagnetisierung von 2.16 T. Die Permeabilität ist nach der Kaltbearbeitung des Materials von der Schlußglühung abhängig. Diese dient zur Einstellung der optimalen magnetischen Eigenschaften und wird durch Glühzeit, Temperatur, Abkühlbedingungen und Glüh-atmosphäre (z. B. Wasserstoff, Vakuum, Stickstoff) bestimmt. Das höchste magnetische Qualitätsniveau erhält man durch Glühung unter Wasserstoff, dieser verhindert eine Verzunderung und tritt in chemische Wechselwirkung mit dem Material (z. B. entfernen von Verunreinigungen) [2].

Bei ARMCO-Reineisen ist die erreichbare maximale Permeabilität vor allem von der Temperatur abhängig. Bei Glühtemperaturen bis 800°C beträgt die maximale Permeabilität 3500-8000, bei Temperaturen von 815 bis 1200°C 10000-20000 und bei Temperaturen von 1285 bis 1510°C 250000-300000. Die Schlußglühung des verwendeten Abschirmzylinders erfolgte, nach der Kaltverarbeitung des Materials in der Institutswerkstatt, bei der Firma VAKUUMSCHMELZE in Hanau. Das Reineisen wurde unter Wasserstoffatmosphäre bei einer Temperatur von 1180°C 8 Stunden lang geglüht. Eine Glühung bei höherer Temperatur war unter den dortigen Bedingungen nicht möglich. Die Permeabilität konnte gegenüber der Kaltverarbeitung bis zu einem Faktor 16 und die maximale Permeabilität um den Faktor 4 auf etwa 14000 erhöht werden (siehe Abbildung 1.5).

Wie in Abschnitt **Error! Reference source not found.** gezeigt, hängt der Innenradius des Schirmzylinders von dem sphärischen ($r_s = 10.22$ mm) und dem zylindrischen Radius ($r_K = 8.725$ mm) der Kathode ab. Der Schirmzylinderradius ergibt sich nach Gleichung **Error! Reference source not found.** zu $r_z = 11.82$ mm. Dieser Zylinderradius bezieht sich nur auf die magnetischen Flußlinien am Kathodenrand und gewährleistet nicht, daß die Flußlinien auf dem Rest der Kathodenoberfläche senkrecht stehen. Abbildung 1.7 zeigt die Abweichung der Richtung der magnetischen Flußlinien in Bezug auf die Flächennormale entlang der Kathodenoberfläche für verschiedene Zylinderradien. Für den berechneten Radius erhält man eine maximale Abweichung von knapp über 1.4°. Da am Kathodenrand der größte Beitrag zum Kathodenstrom erfolgt, möchte man die Abweichungen dort möglichst gering halten. Gibt man am Kathodenrand eine maximale Abweichung von 0.5° von der Flächennormalen vor, so ergibt sich der optimale Schirmzylinderradius von $r_z = 11.90$ mm [3]. Für diesen Radius ist die maximale Abweichung kleiner 1.1°.

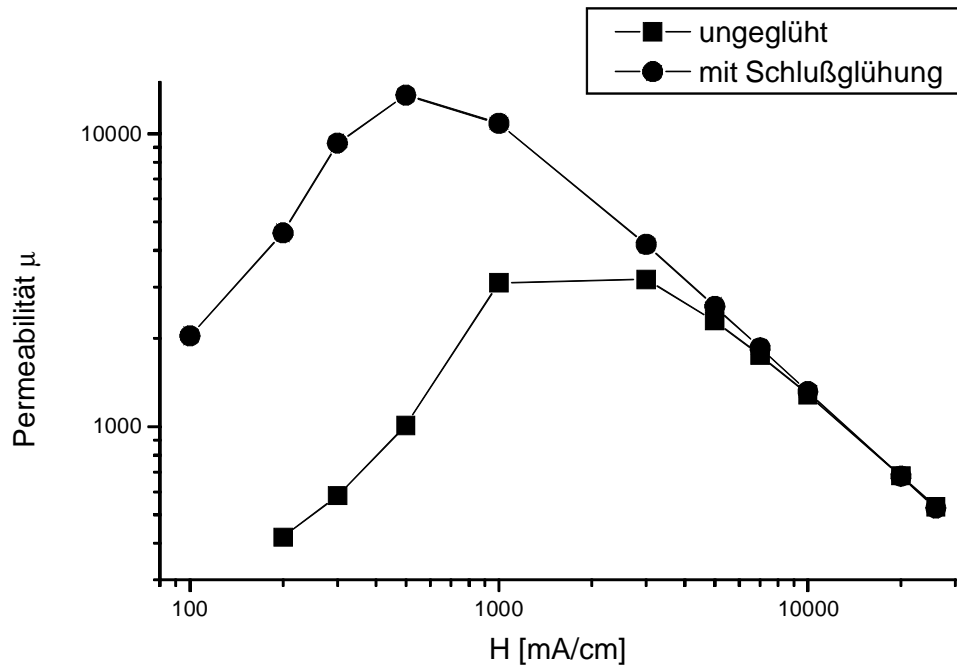


Abbildung 1.5: Einwirkung der Schlußglühung auf die Permeabilität des Abschirmzylinders.

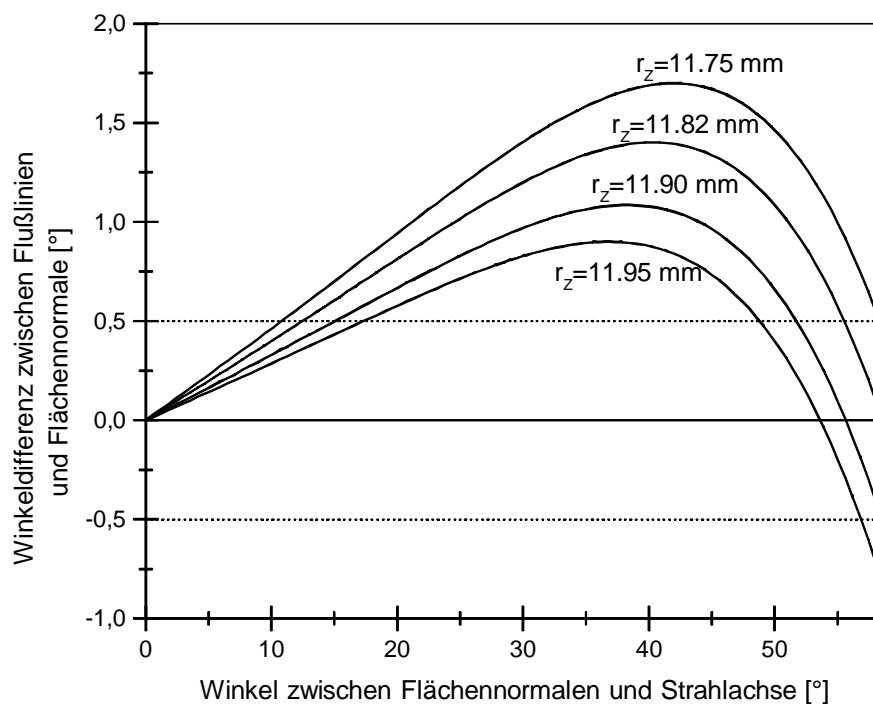


Abbildung 1.7: Winkelabweichung zwischen der Richtung der magnetischen Flußlinie und der Flächennormalen entlang der Kathodenoberfläche für verschiedene Schirmzylinderradien.

Die weitere Optimierung des Schirmzylinders (Länge und Außendurchmesser) erfolgt mit dem Programm POISSON aus dem Programmpaket SUPERFISH [4]. Dieses Programm dient zur Berechnung von magneto- oder elektrostatischen Feldern. Der maximale Außendurchmesser ist durch den Innendurchmesser des Edelstahlrohres im Extraktionsbereich beschränkt. Dieses Edelstahlrohr hat einen Innendurchmesser von 100 mm und liegt auf

Quellenpotential, das heißt es muß genügend Isolationsabstand eingehalten werden (um 10 - 30 kV zu isolieren), da der Schirmzylinder auf Kathodenpotential liegen muß. Die Länge des Schirmzylinders ist durch die Aufweitung des Ionenstrahl aufgrund innerer Raumladungskräfte beschränkt, weil der Ionenstrahl durch die Bohrung in der Kathode einen maximalen Durchmesser von 1 mm besitzt und die abstoßenden Kräfte innerhalb des Strahls nach Gleichung **Error! Reference source not found.** antiproportional zum Quadrat des Radius sind. Abbildung 1.8 zeigt die Aufweitung eines 2 mA parallelen Ionenstrahls Ar^{8+} mit einer Energie von 80 keV (d. h. 10 kV Extraktionsspannung), der durch die Kathodenbohrung extrahiert wird.

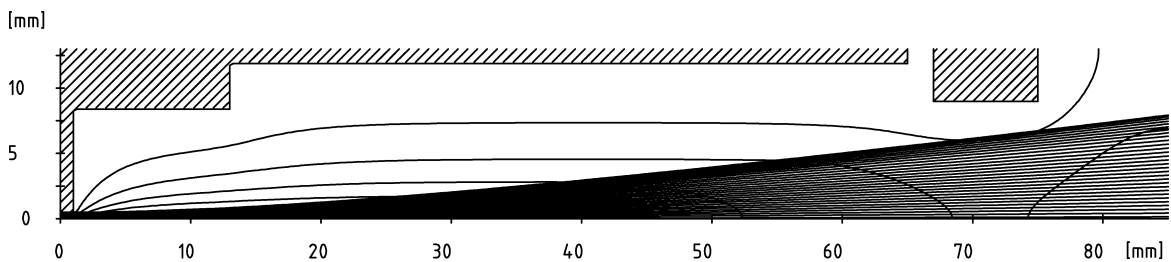


Abbildung 1.8: Aufweitung eines parallelen Ionenstrahls (2 mA Ar^{8+} , 80 keV) mit 1 mm Anfangsdurchmesser in zylindersymmetrischer Geometrie, simuliert mit dem Programm IGUN.

Da die Stromdurchführungen und -kontaktierungen für die Kathodenheizung ebenfalls in dem Zylinder erfolgen und der Ionenstrom diese nicht streifen soll, ergibt sich die optimale Länge des Schirmzylinders zu 80 mm. Der berechnete Verlauf der magnetischen Felder der EZR-Spulen mit dem Abschirmzylinder ist in Abbildung 1.9 und Abbildung 1.10 dargestellt. Man erkennt deutlich, daß die magnetischen Feldlinien innerhalb des Schirmzylinders eine sphärische Kathodenfläche senkrecht durchstoßen. Die berechnete axiale magnetische Induktion der Spulen mit und ohne Schirmzylinder ist in Abbildung 1.12 aufgetragen. Die magnetische Induktion an der Kathodenoberfläche ist bis auf 200 mT reduziert.

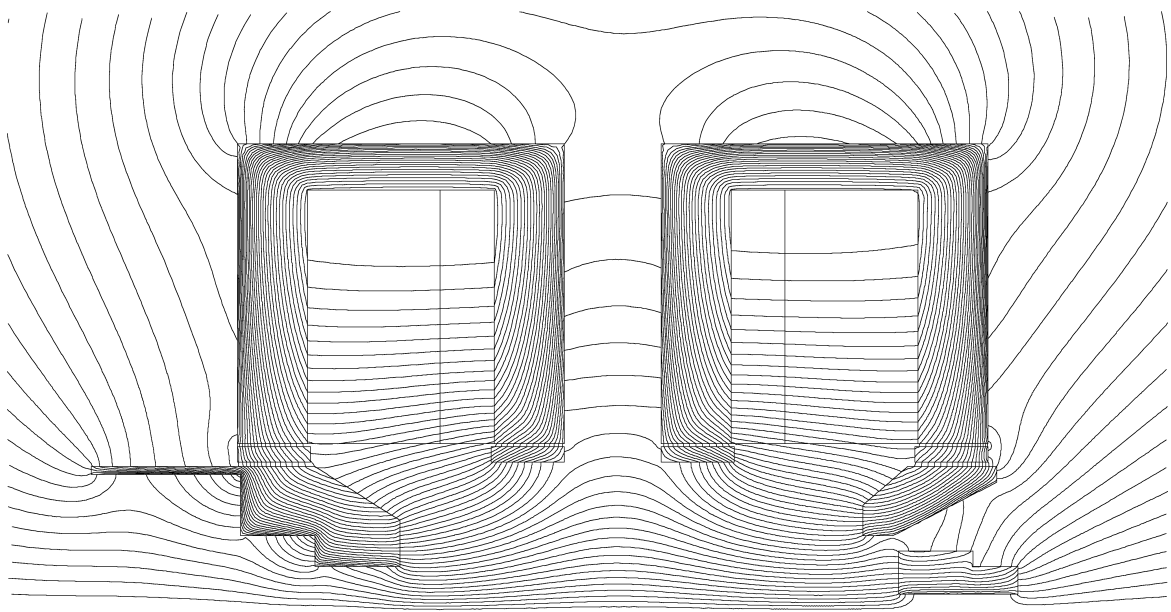


Abbildung 1.9: Verlauf der magnetischen Felder der EZR-Spulen mit dem Abschirmzylinder (rechts unten) in Zylindergeometrie.

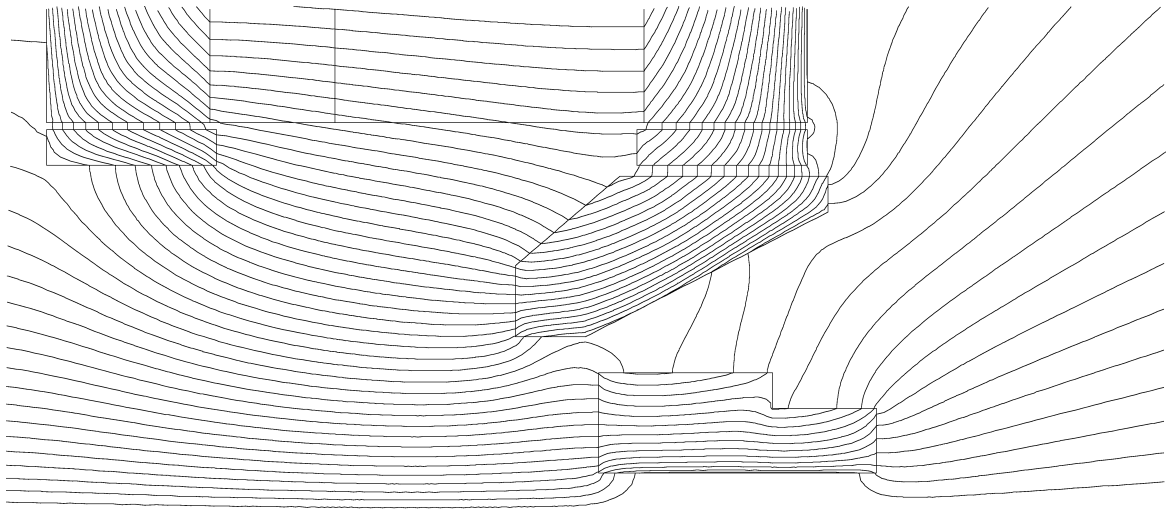


Abbildung 1.10: Ausschnittsvergrößerung von Abbildung 1.9.

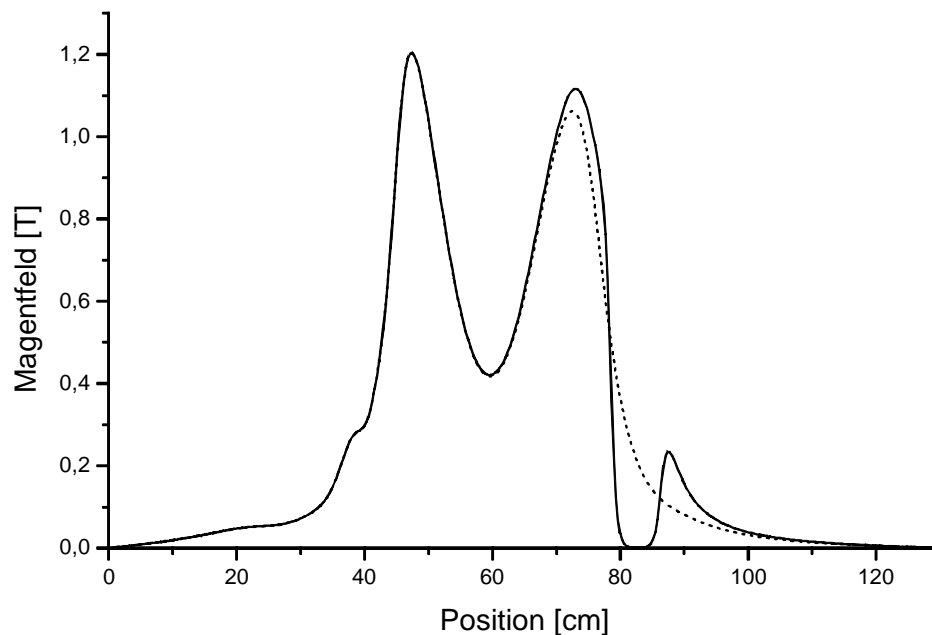


Abbildung 1.12: Berechnete axiale magnetische Induktion der Spulen mit und ohne Abschirmzylinder.

5.2.3 Gesamtaufbau der Elektronenkanone

Die Kathode wird durch einen Wehneltzylinder gehalten und fixiert. Dieser ist wassergekühlt um ein Aufheizen und damit verbundenes Ausgasen des Wehnelt- und Abschirmzylinders, sowie eine Erwärmung des Schirmzylinders über die Curietemperatur (etwa 700°C) während des Kathodenbetriebs zu verhindern. Wegen des geringen Abstandes zwischen dem Wehneltzylinder und der Innenwand im Extraktionsbereich konnte kein Kühlrohr am Elektrodenrand befestigt werden. Aus diesem Grund erfolgt die Kühlung durch eine ringförmige Nut direkt in der Wehneltelektrode. Die Nut ist mit einem Deckel zugelötet und die Zu- und Ableitung für das Kühlwasser werden durch den

Schirmzylinder geführt. Der Teil des Wehneltzylinders, welcher im Inneren des Abschirmzylinders sitzt, schützt diesen vor der Wärmestrahlung der Kathode und des Kathodenheizers. Der Wehneltzylinder enthält den Pierce-Winkel für den optimalen Randanschluß. Aus den geometrischen Daten der Kathode ergibt sich der Winkel θ zwischen z-Achse und Wehneltzylinder aus Pierce-Winkel minus halber Kathodenöffnungswinkel zu $\theta = 67.5^\circ - 58.62^\circ = 8.88^\circ$.

Die weitere Optimierung der Elektronenfokussierung und -kompression erfolgte durch numerische Simulation mit dem Programm IGUNe© von R. Becker [5]. Dabei wurde die mit POISSON berechnete magnetische Induktion der Kathodenschirmung verwendet. Eine weitere Elektrode, welche gleichzeitig als Ziehelektrode für den Ionenstrahl dient, wird zur Nachbeschleunigung der Elektronen benutzt. Die mit IGUN berechnete Perveanz der Elektronenkanone beträgt $2.1 \mu\text{A}/\text{V}^{3/2}$. Der daraus resultierende Zusammenhang zwischen der Spannungsdifferenz von Kathode und Anode und dem emittierten Elektronenstrom ist in Abbildung 1.14 dargestellt.

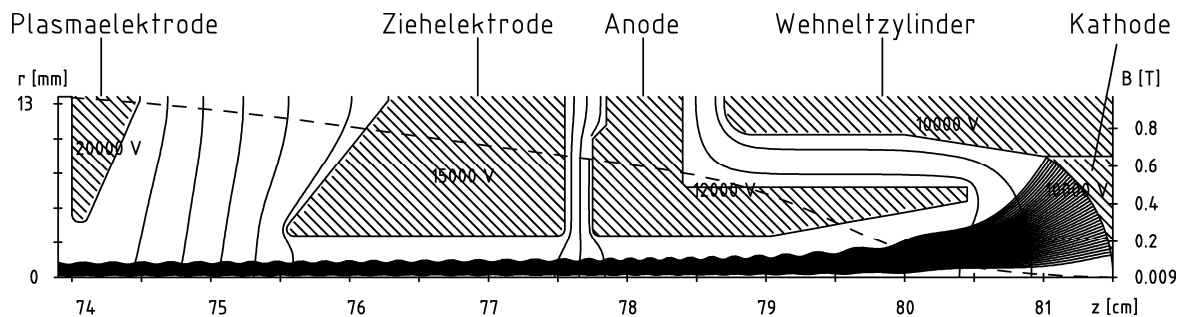


Abbildung 1.11: Fokussierung und Kompression des Elektronenstrahls in Zylindergeometrie.

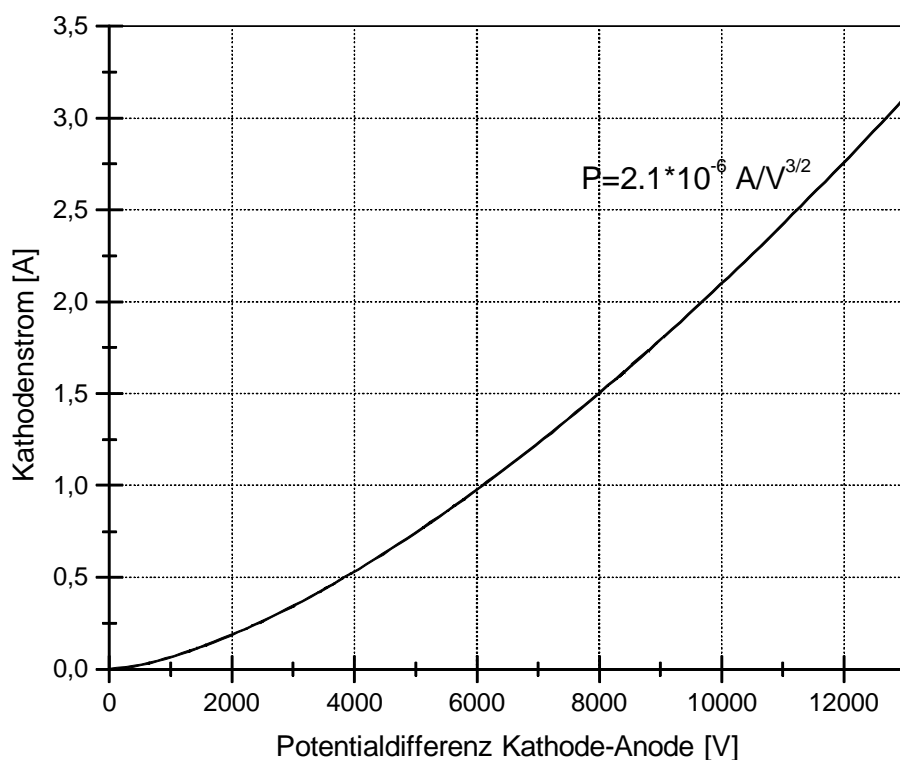


Abbildung 1.14: Berechnete Strom-Spannungskennlinie der Elektronenkanone.

Der mechanische Aufbau des neuen Extraktionssystems mit Elektronenkanone ist in Abbildung 1.13 gezeigt. Die einzelnen Elektroden der Elektronenkanone werden mit Hilfe von drei Isolatorstäben aus VESPEL gegeneinander zentriert. Diese Stäbe sind an einem Ende mit einem Gewinde versehen und werden dadurch in dem Schirmzylinder fixiert. Der Abstand zwischen den Elektroden wird durch Keramikröhrchen hergestellt, welche in ihrer Länge auf ± 0.1 mm genau zugeschnitten sind. Die Fixierung der Elektronenkanone in Bezug auf die Plasmakammer erfolgt ebenfalls mit Hilfe der VESPEL-Stäbe. Hierzu wurde eine Plasmakammerhalterung konstruiert, welche sich in die Plasmakammer zentriert, die Plasmaelektrode fixiert und die Elektronenkanone in Bezug auf die Plasmakammer ausrichtet. Die Plasmaelektrode kann in ihrer Eindringtiefe in die Plasmakammer variiert werden. Durch diese Konstruktion werden außerdem die magnetischen Kräfte aufgefangen, welche auf den Abschirmzylinder wirken und diesen in Richtung Plasmakammer ziehen.

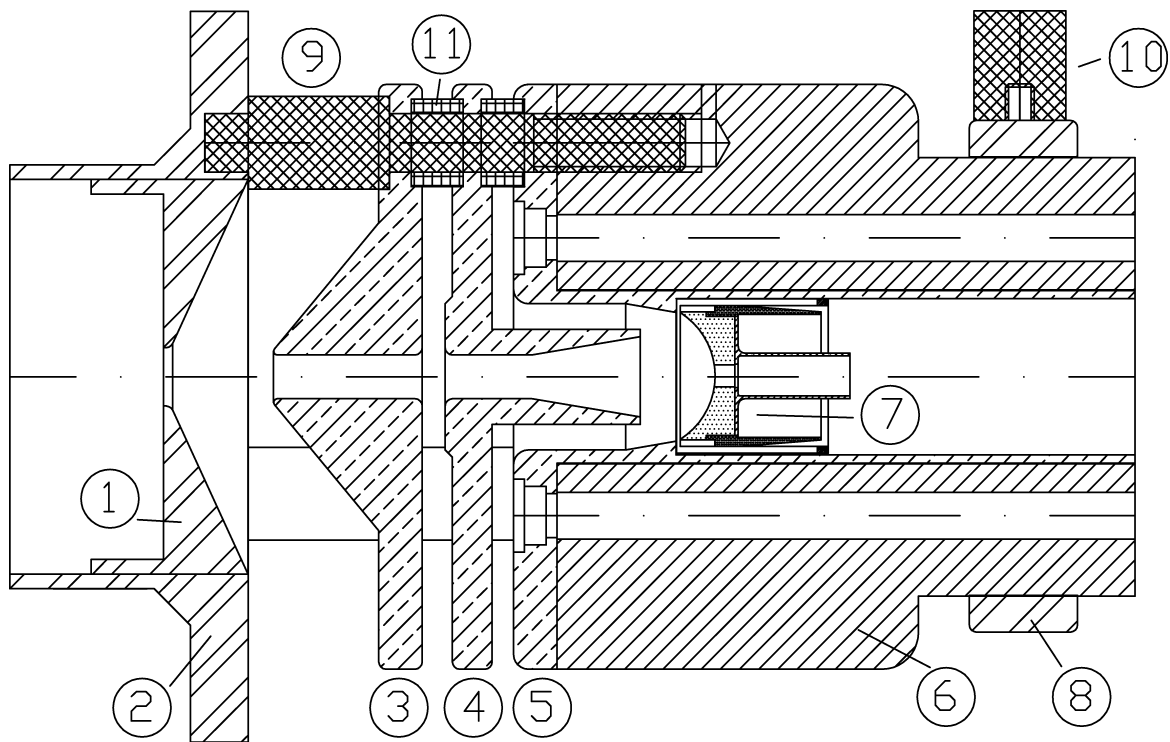


Abbildung 1.13: Mechanischer Aufbau des Extraktionssystems mit Elektronenkanone. (1) Plasmaelektrode, (2) Plasmakammerhalterung, (3) Ziehelektrode, (4), Anode, (5) wassergekühlter Wehneltzylinder, (6) Abschirmzylinder, (7) Kathode, (8) Halterung für seitliche Stützen, (9) Zentrierstäbe aus VESPEL, (10) seitliche Stützen aus VESPEL und (11) Keramikröhrchen (Al_2O_3).



Foto 5.1: Das neue Extraktionssystem mit Elektronenkanone

Die Kontaktierung des Kathodenheizers erfolgt durch zwei Kontaktbacken, welche an dem Schirmzylinder befestigt werden (in der oberen Abbildung 1.13 nicht eingezeichnet, siehe Foto 5.1). Damit die beiden Heizanschlüsse galvanisch von dem Schirmzylinder getrennt sind, befindet sich jeweils ein VESPEL-Plättchen zwischen beiden. Die Schrauben zur Fixierung der Kontaktbacken werden in Keramikhülsen geführt und die Schraubenköpfe durch ein weiteres VESPEL-Plättchen isoliert.

5.2.4 Der Kollektor

Zur Vernichtung der Leistung des Elektronenstrahls benötigt man einen wassergekühlten Kollektor. Dieser sollte für die ersten Testeinbauten eine Strahlleistung von 750 W vernichten, dies entspricht 75 mA Elektronenstrom bei einer Energie von 10 keV und stellt das Stromlimit der vorhandenen Spannungsversorgungsgeräte dar. Des weiteren sollte dieser die Funktion der negativ vorgespannten Scheibe (*disk*) im Betrieb der Ionenquelle ohne Elektronenstrahl übernehmen. Die *disk* befindet sich örtlich im Bereich des gaseinlaßseitigen Magnetfeldmaximums. Dort ist die Kompression des Elektronenstrahls und entsprechend die Leistungsdichte am größten. Bei 750 W Strahlleistung und einem Strahlradius von 1 mm beträgt die Leistungsdichte etwa 24 kW/cm^2 . Diese enorme Leistungsdichte würde zum örtlichen Schmelzen des Kollektors führen, was durch eine Aufweitung des Elektronenstrahls verhindert werden kann. Hierzu baut man den Kollektor ähnlich wie den Abschirmzylinder aus Eisen, so daß die magnetischen Feldlinien im Innern des Zylinders auseinanderlaufen (siehe Abbildung 1.14), das heißt die magnetische Induktion wird verringert und der Elektronenstrahl weitet sich auf. Ein positiver Nebeneffekt ist der verbesserte Jochschluß auf der Gaseinlaßseite durch den

Eisenkollektor und eine dadurch hervorgerufene Verbesserung des Spiegelverhältnisses von 2.9 auf 3.8 (Abbildung 1.16).

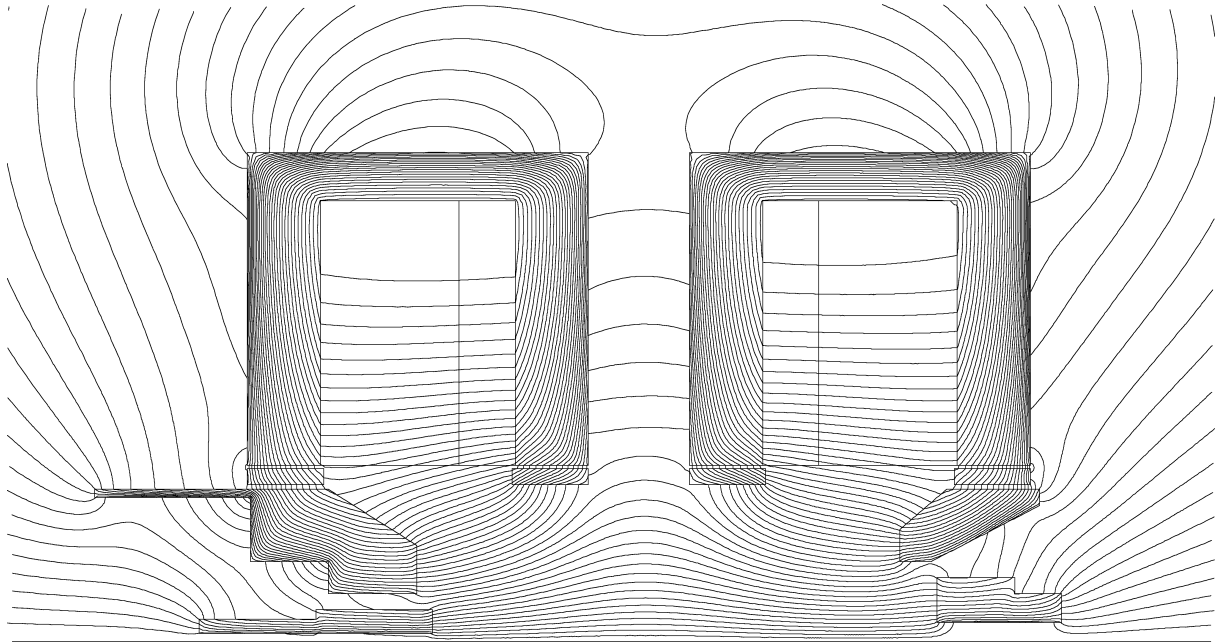


Abbildung 1.14: Verlauf der magnetischen Feldlinien der EZR-Spulen mit Kollektor (links unten) in Zylindergeometrie.

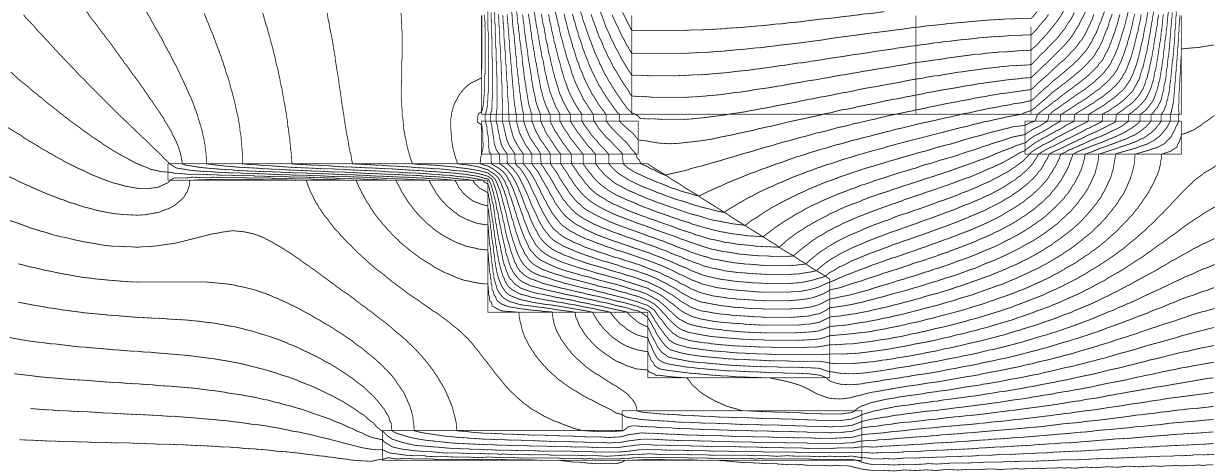


Abbildung 1.15: Ausschnittsvergrößerung von Abbildung 1.14.

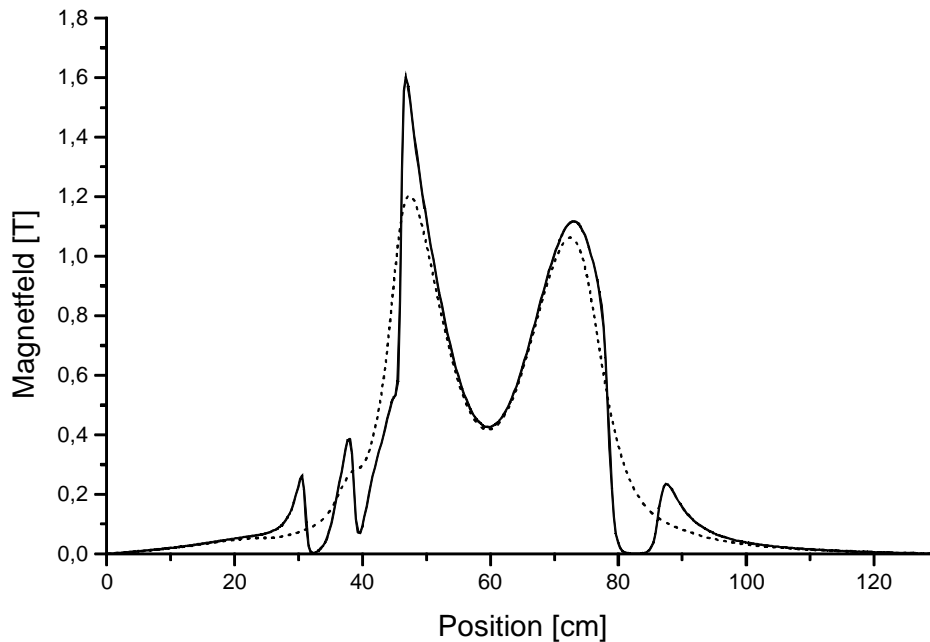


Abbildung 1.16: Berechneter Verlauf der axialen magnetischen Induktion mit und ohne Kollektor und Abschirmzylinder.

5.3 Gesamtaufbau

Die Oberfläche der verwendeten, mit Barium imprägnierten Wolfram-Kathode ist sehr empfindlich gegenüber Vergiftungen mit reaktiven Gasen (z. B. O_2 , H_2 , CO_2) oder einigen Metallen (z. B. Ni, Pl, Au, Ag, Ta) [6]. Darunter versteht man eine Erhöhung der Austrittsarbeit nach der Adsorption der oben genannten Atome/Molekülen an der Kathodenoberfläche. Ein Betrieb der Quelle mit den oben aufgeführten Gasen oder Metallen ist daher sehr problematisch oder nicht möglich. Die Verwendung von Edelgasen, Stickstoff und einigen Metalle (z. B. Pb, Wo, Mo, Cu) als Quellengas bringen keine Einschränkungen der Emissionseigenschaften der Kathode mit sich. Die Emission der Kathode fällt bei einem Partialdruck von Sauerstoff im Bereich zwischen $6 \cdot 10^{-6}$ hPa und $2 \cdot 10^{-6}$ hPa und einer Betriebstemperatur von $1100^\circ C$ sehr steil von 100 auf 0% ab. Aus diesem Grunde sollte der Restgasdruck im Bereich der Kathode deutlich kleiner als 10^{-7} hPa sein. Da die Vakuumbedingungen des oben beschriebenen Aufbaus der Quelle für den Betrieb mit der Kathode nicht ausreichten, wurde auch der Epoxidharzisolator im Extraktionsbereich durch einen Keramikisolator ersetzt und die meisten O-Ringdichtungen gegen Kupferdichtungen ausgetauscht. Das Grundvakuum konnte somit um einen Faktor 10 auf $1 \cdot 10^{-8}$ hPa gesenkt werden.

Während des Betriebs der Ionenquelle kommt es zu einer Erwärmung der Quelle, insbesondere der Plasmakammerwand, Plasmaelektrode und *disk* aufgrund der Verluste im Plasma und Absorption der Mikrowellenleistung. Diese Erwärmung führt zu einem erhöhten Ausgasen und damit einer Verschlechterung der Partialdrücke der oben aufgeführten reaktiven Gase. Aus diesem Grund kann es bei längeren Betrieb der Ionenquelle zu einer Vergiftung der Kathodenoberfläche kommen.

Bei der Konstruktion der Elektronenkanone wurden nur Materialien verwendet, die nicht zu einer Vergiftung der Kathodenoberfläche beitragen. Der Wehneltzylinder, die Anode, die Ziehelektrode und die beiden Klemmbanken für die Heizerkontaktierung sind aus

Kupfer, die Plasmakammerhalterung und die Plasmaelektrode aus Edelstahl, und zur Isolierung und Zentrierung der Elektroden gegeneinander wurden Keramiken aus Al_2O_3 und VESPEL verwendet. Letzteres zeichnet sich durch gute Vakuumeigenschaften und einer guten mechanischen Bearbeitbarkeit aus.

Der komplette Aufbau der Frankfurter EZR-Ionenquelle mit Elektronenkanone und wassergekühltem Kollektor ist in Abbildung 1.17 skizziert. Der Kollektor wird ebenfalls wie der Abschirmzylinder der Kathode durch die magnetischen Kräfte in Richtung Plasmakammer gezogen. Aus diesem Grund wird er über zwei Gewindestangen und ein Isolationszwischenstück an die Lineardurchführung der *disk* befestigt. Dies ermöglicht die Verschiebung des Kollektors in einem Bereich von 75 mm bei abgeschalteten Magnetfeld.

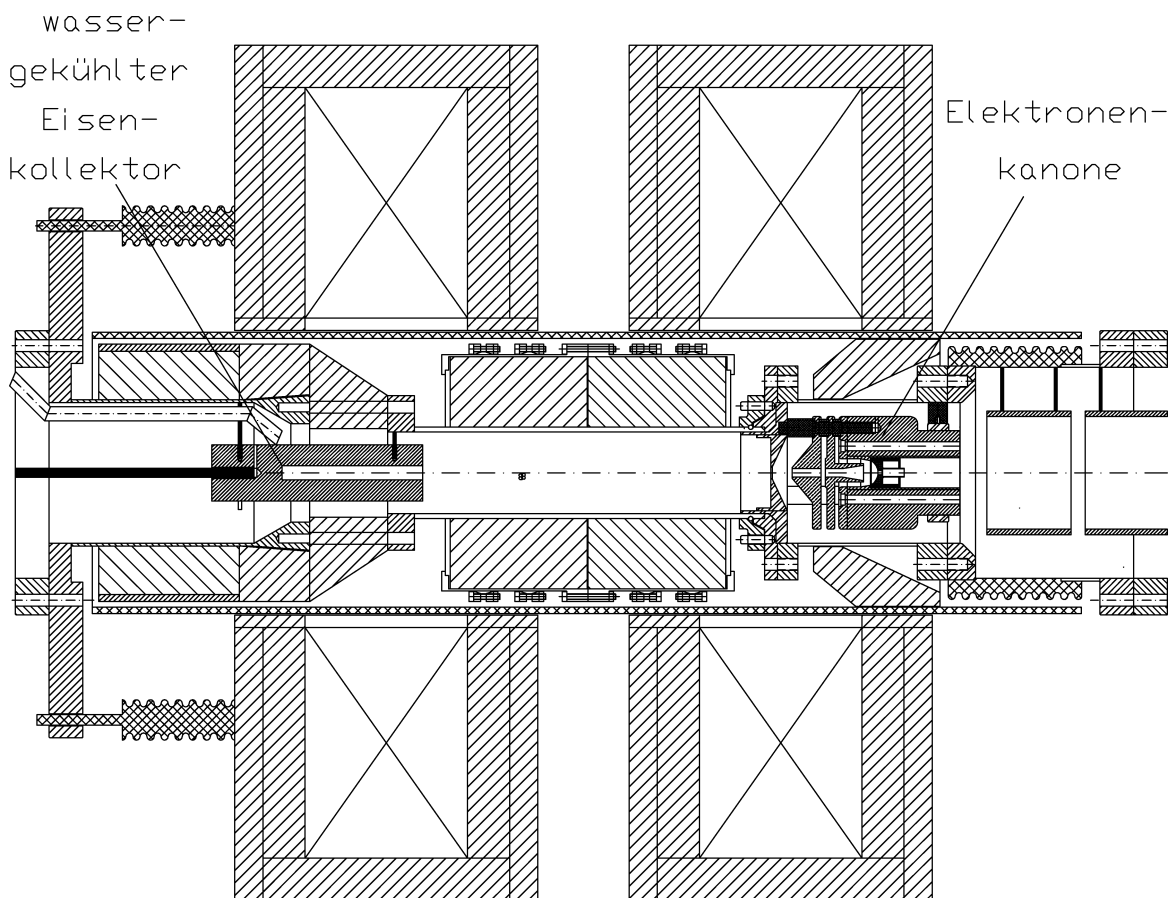


Abbildung 1.17: Mechanischer Aufbau der Frankfurter EZR-Ionenquelle mit Elektronenkanone und wassergekühltem Kollektor.

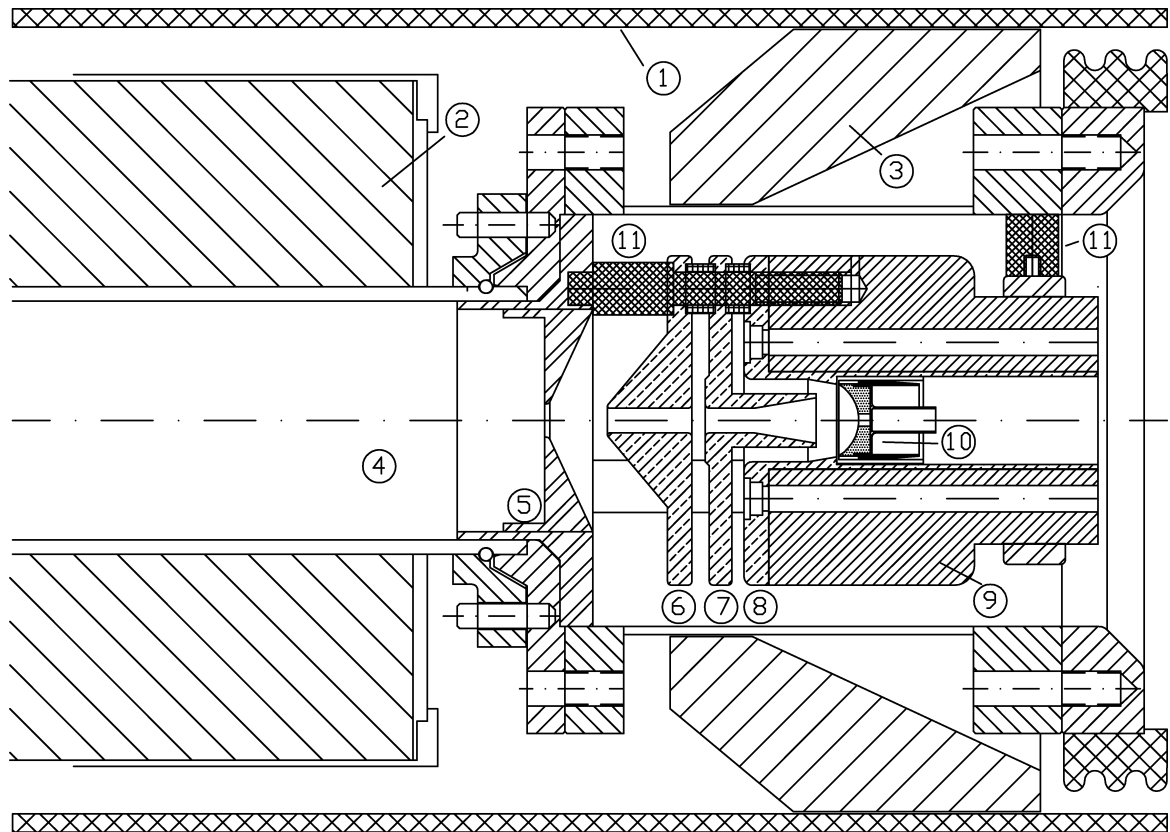


Abbildung 1.18: Die Elektronenkanone im Extraktionsbereich der Frankfurter EZR-Ionenquelle. (1) Hauptisulationsrohr, (2) Hexapol, (3) Plug, (4) Plasmakammer, (5) Plasmakammerhalterung mit fahrbarer Plasmaelektrode, (6) Ziehelektrode, (7) Anode, (8) wassergekühlter Wehneltzylinder, (9) Abschirmzylinder, (10) Kathode und (11) Zentrierstäbe und seitliche Stützen aus VESPEL.

Da sich der Ionenstrahl nach Durchlaufen der Kathode sehr stark aufweitet, befindet sich hinter dem Abschirmzylinder eine Einzellinse bestehend aus zwei oder drei Driftröhren, um aus dem divergenten Ionenstrahl einen parallelen zu formen. Im Falle von drei Driftröhren befinden sich die beiden äußeren auf Erdpotential und die mittlere auf positiven oder negativen Potential. Bei der Verwendung von zwei Driftröhren dient der Abschirmzylinder als eine der äußeren Driftröhren. Die Driftröhren können auch zur Nachbeschleunigung eingesetzt werden, wenn die Kathode nicht auf Erdpotential liegt. Die EZR-Ionenquelle kann durch den Einbau der Elektronenkanone in zwei Moden betrieben werden. In der ersten Variante wird die Ionenquelle mit kalter Kathode, das heißt ohne Elektronenstrahl, betrieben, und übernimmt dann nur die Funktion einer ersten Anordnung von Extraktionselektroden (Trioden- oder Pentodensystem). Diese Variante wird im folgenden auch als normaler EZR-Mode bezeichnet. In der zweiten Variante wird die Ionenquelle zusammen mit dem Elektronenstrahl betrieben.

6 Experimentelle Ergebnisse

6.1 Erster Testeinbau ohne wassergekühlten Kollektor

Beim ersten Testeinbau der Elektronenkanone, der im wesentlichen zum Konditionieren der Kathode am Einsatzort diente, stand noch kein wassergekühlter Kollektor zur Verfügung. Statt dessen wurde eine Edelstahlscheibe im Bereich des gaseinlaßseitigen Vakuumkreuzes eingebaut, da dort die magnetische Induktion deutlich geringer ist als im Maximum des magnetischen Spiegels und der Elektronenstrahlradius sich von 1 mm bei $B_{\text{Max.}}$ auf etwa 10 mm vergrößert. Hierdurch wird die Leistungsdichte des Elektronenstrahls um einen Faktor 100 reduziert. Diese Edelstahlscheibe besitzt eine Oberfläche von 41 cm^2 , um die vom Elektronenstrahl aufgenommene Leistung durch Wärmestrahlung wieder abzugeben. Bei einer Temperatur von 1017°C (Siedetemperatur von Eisen bei $1.3 \cdot 10^{-6} \text{ hPa}$) sind dies etwa 75 W Wärmestrahlung. Aus diesem Grund mußte bei diesen ersten Versuchen auf die sonst übliche *disk* verzichtet werden, da diese wegen ihrer geringen Oberfläche von $4,3 \text{ cm}^2$ (etwa 8 W Wärmestrahlung bei 1017°C) durch den Elektronenstrahl aufgeschmolzen worden wäre.

Durch den Einbau der Elektronenkanone ist die kleinste Fläche im Extraktionsbereich durch die Bohrung der Kathode von 1 mm bestimmt. Vergleicht man diese mit dem Loch der herkömmlich verwendeten Ziehelektrode von 14 mm, so bedeutet dies eine Reduzierung der kleinste Fläche um einen Faktor 196. Betrachtet man weiter das Loch in der Plasmaelektrode von 8 mm, so wird deutlich, daß der Ionenstrahl nicht vollständig die Kathodenbohrung passieren kann, sondern ein Teil auf die Kathode trifft und dort verlorengelht. Aus diesem Grund sind die gemessenen Ionenströme mit dem neuen Extraktionssystem deutlich geringer im Vergleich zu den bisher gemessenen.

Leider stellte sich bei den Messungen heraus, daß die Einzellinse hinter der Elektronenkanone, welche die Aufweitung des Ionenstrahls vollkommen kompensieren sollte, nur beschränkt eingesetzt werden konnte, da zwischen den einzelnen Driftröhren Penning-Entladungen zündeten und den stabilen Betrieb der Quelle störten. Die Aufweitung des Ionenstrahls konnte somit nur teilweise kompensiert werden und ein wesentlicher Teil des Strahls ging an Blenden im nachfolgenden Strahltransportsystem verloren. Hierdurch wurde die Transmission durch die ionenoptischen Elemente der Anlage stark reduziert. Durch eine Steigerung der Extraktionsspannung von 10 auf 15 kV und eine damit verbundene Reduzierung der Aufweitung des Ionenstrahls aufgrund der höheren Teilchengeschwindigkeiten, konnten die extrahierten Ionenströme um einen Faktor 10-30 erhöht werden. Eine weitere Erhöhung der Extraktionsspannung auf 20 kV verursachte Entladungen im Extraktionsraum und kleinere Überschlüge, welche den stabilen Betrieb der Quelle unmöglich machten. Im Extraktionsbereich sind neben den Strahlverlusten an der Kathode auch Verluste an der Ziehelektrode und Anode nachweisbar. Die dort verlorenen Ionen zerstäuben die Kupferelektroden durch Sputterprozesse, was das Vakuum im Extraktionsbereich verschlechtert.

Abbildung 1.1 und Abbildung 1.3 stellt zwei gemessenen Ladungsverteilungen bei 10 kV und 15 kV Extraktionsspannungen dar. Die Aufnahme der Spektren erfolgte immer nach folgenden Prinzip: die Ionenquelle wurde zunächst im normalen EZR-Mode und anschließend mit Elektronenstrahl betrieben. Die Einstellparameter der Quelle, wie Gasdruck, Extraktionsspannung, Mikrowellenleistung und axiales Magnetfeld, sowie die Einstellparameter der Linsensysteme wurden in beiden Moden beibehalten.

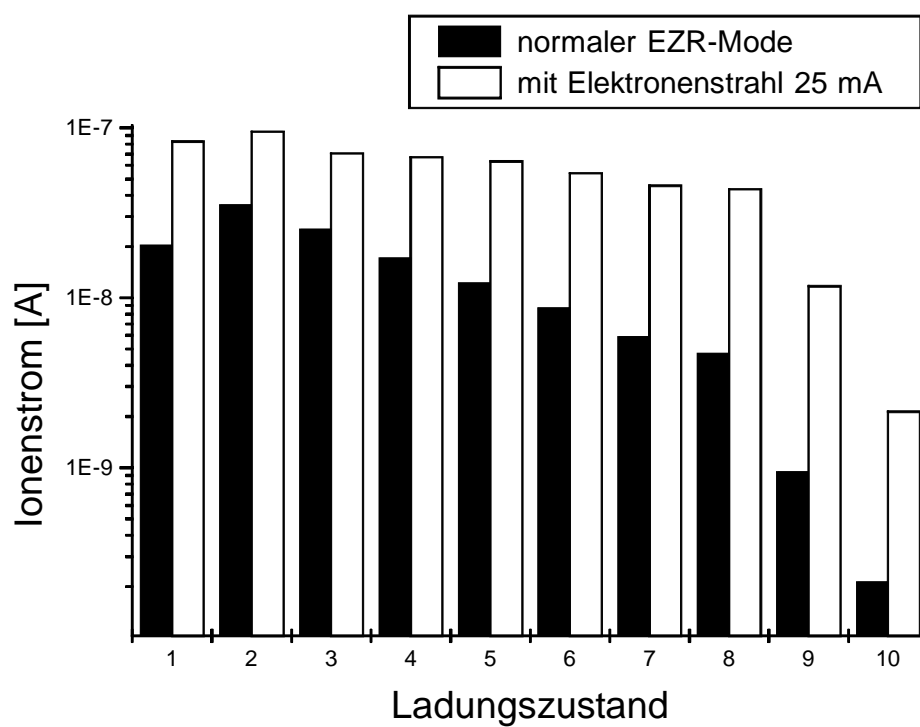


Abbildung 1.1: Gemessene Ladungsverteilung für Argon bei 10 kV Extraktionsspannung und 320 W Mikrowellenleistung.

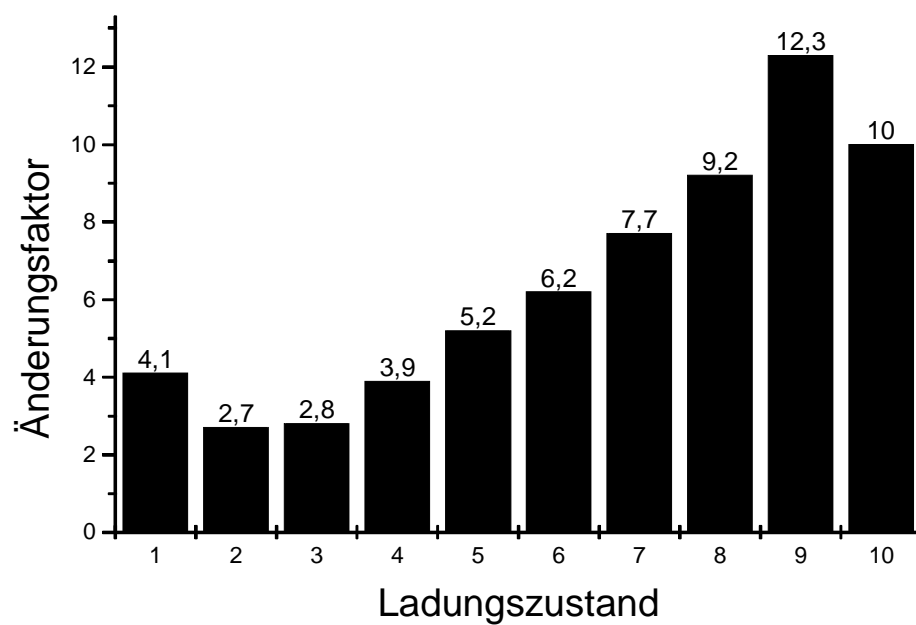


Abbildung 1.2: Verhältnis zwischen den gemessenen Ionenströmen mit und ohne Elektronenstrahl.

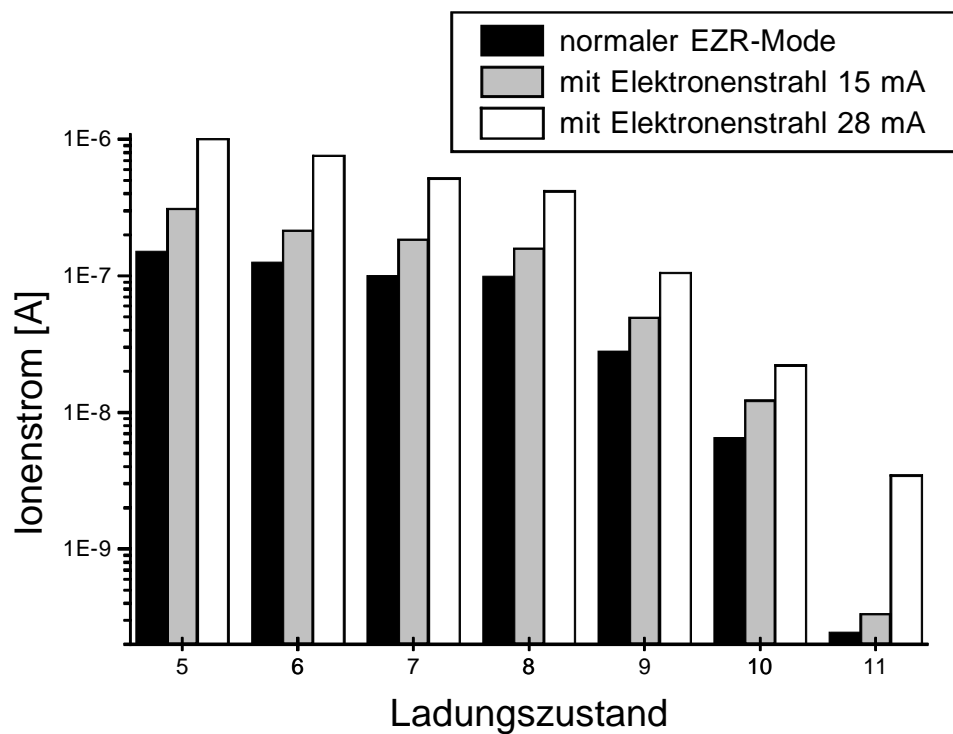


Abbildung 1.3: Gemessene Ladungsverteilung für Argon bei 15 kV Extraktionsspannung und 640 W Mikrowellenleistung für zwei unterschiedliche Elektronenströme.

Das Maximum dieser Ladungsverteilungen liegt nicht, wie bei dem, im Abschnitt **Error! Reference source not found.** gezeigten Spektrum bei Ar^{8+} , sondern nimmt, auch im normalen EZR-Mode, kontinuierlich vom niedrigsten Ladungszustand zum höchsten ab. Dieses Ergebnis ist auf den ersten Blick enttäuschend, da man aufgrund der bekannten Spektren bereits im normalen EZR-Mode ein Ladungsspektrum mit einem Intensitätsmaximum beim Ladungszustand Ar^{8+} erwarten würde, und der Elektronenstrahl diese Charakteristik deutlich verbessern sollte. Dies liegt zum großen Teil am Fehlen der *disk*, welche für den Ausgleich von Elektronenverlusten aus dem Plasma sorgt und zur Erhöhung der Plasmadichte beiträgt. Im nächsten Abschnitt wird die Auswirkung der *disk* auf die Ladungsverteilung im Ionenstrahl näher untersucht.

Vergleicht man das erste Spektrum mit und ohne Elektronenstrahl genauer (Abbildung 1.2), so steigen die Ströme der hochgeladenen Ionen mit dem Elektronenstrahl stärker an als die der niedrig geladenen. Der größte Anstieg liegt beim Ladungszustand Ar^{9+} mit einem Faktor 12.3. Diese Charakteristik könnte auf mehrere Eigenschaften des Elektronenstrahl zurückzuführen sein. Da durch die 1 mm Bohrung in der Kathode ein großer Teil des Ionenstrahls verlorengeht, liegt die Vermutung nahe, daß durch die Fokussierungseigenschaften des Elektronenstrahls relativ mehr hochgeladene Ionen die Bohrung passieren. Berücksichtigt man, daß die anziehenden Kräfte des Elektronenstrahls mit dem Ladungszustand steigen, würde dies auch den Verlauf der Ladungszustandsänderung von Abbildung 1.2 erklären. Eine weitere Möglichkeit ist durch die lokale Potentialabsenkung im Plasma gegeben, wodurch gerade die besser eingeschlossenen hohen Ladungszustände das Plasma verlassen, das heißt man würde hier einen der gewünschten Aspekte durch die Elektronenstrahlinjektion beobachten. Berücksichtigt man, daß durch das Fehlen der *disk* und der relativ geringen Mikrowellenleistung von 320 W die Plasmadichte deutlich geringer als im optimierten normalen EZR-Mode (mit *disk*), so

könnte bereits ein vergleichsweise schwacher Elektronenstrahl, wie er hier benutzt wurde, ausreichen, um diesen Effekt hervorzurufen. Durch die geringe Plasmadichte könnte auch die Ionisation, besonders von neutralem Quellengas, durch den Elektronenstrahl zu einer Reduzierung von Ladungsaustauschprozessen führen. Eine weitere mögliche Erklärung sind Inhomogenitäten im Ionenstrahl. In Ionenstrahlen, die sich aus Ionen mit verschiedenen Ladungszuständen zusammensetzen, werden die hochgeladenen Ionen nach einer gewissen Flugstrecke von innen nach außen gedrängt. Der Elektronenstrahl könnte durch sein negatives Raumladungspotential im Inneren des Ionenstrahls diesen Effekt aufheben, bzw. sogar umkehren. Welcher der hier aufgeführten Effekte, oder durch das Zusammenspiel mehrerer Effekte, letztendlich für den Verlauf des Spektrums die dominierende Rolle spielt, kann durch die bisherigen Untersuchungen nicht eindeutig festgelegt werden.

In den Spektren der Abbildung 1.3 werden durch die Erhöhung der Extraktionsspannung von 10 auf 15 kV bereits im EZR-Mode deutlich mehr Ionen (Faktor 10-30) durch die Kathodenbohrung extrahiert. Durch das Hinzunehmen des Elektronenstrahls erkennt man auch hier ein deutliches Zunehmen der Ionenströme mit steigendem Elektronenstrom. Allerdings ist hier die unproportionale Zunahme hoher Ladungszustände gegenüber niedrigen nicht so ausgeprägt wie bei den in Abbildung 1.1 gezeigten Spektren. Die extreme Zunahme an Ar^{11+} Ionen beim Übergang von 15 mA auf 28 mA ist wohl eher auf geänderte Bedingungen des Plasmas und damit auch der Ankopplung des Ionenstrahls in die Ionenoptik zurückzuführen. Solche Änderungen können immer z. B. durch plötzliche Änderung des Einkoppelmodus der Mikrowelle in das Plasma oder durch langsame Änderung der Neutralgasdichte etwa durch Aufheizen der Plasmakammerwände auftreten. Hierdurch wird deutlich, wie schwierig es ist, in diesem komplexen System die Parameter über eine lange Zeit stabil zu halten. Die Zunahme der Ionenströme mit steigendem Elektronenstrom können auch hier durch alle oben angeführten Effekte hervorgerufen sein, ohne einen dieser Effekte zu favorisieren. Aus diesem Grund sind detailliertere Untersuchungen nötig, um die Eigenschaften und Auswirkungen des Elektronenstrahls genauer zu deuten.

6.2 Extraktionssystem zusammen mit wassergekühltem Kollektor

Die bei der ersten Testreihe statt des Kollektors verwendete Edelstahlscheibe wurde beim Betrieb mit Elektronenstrahl so stark aufgeheizt, daß diese nach kurzer Zeit glühte. Dies führte zu einer Verschlechterung des Quelledruckes und eine Erhöhung der Restgase in den Spektren. Bei längerem Betrieb der Quelle reduzierte sich die Elektronenemission der Kathode deutlich, was auf die Vergiftung der Kathodenoberfläche zurückzuführen ist.

Die Elektronenströme waren bei dieser Anordnung durch die Wärmestrahlung der Edelstahlscheibe von 75 W beschränkt. Die Wärmeleistung des Elektronenstrahls betrug kurzzeitig knapp über 400 W (28 mA Elektronenstrahl bei 15 keV), so daß die Edelstahlscheibe lokal zum Sieden gebracht wurde und Eisen in den Ladungsspektren nachzuweisen ist. Im Zentrum der Edelstahlscheibe sind nach den Strahltests deutliche Schmelzspuren zu sehen.

Beim zweiten Testeinbau der Elektronenkanone stand der wassergekühlte Kollektor zur Verfügung. Da ein großer Teil des Ionenstrahls an der Kathode verloren ging, wurde die 1 mm Kathodenbohrung auf 3 mm vergrößert, die kleinste Fläche im Extraktionsraum, die der Ionenstrahl nun durchlaufen muß, ist somit um einen Faktor 9 größer.

Der Keramikisolator im Extraktionsbereich wurde durch einen kürzeren und mit einem größeren Innendurchmesser versehenen Keramikisolator ersetzt, so daß die Saugleistung

der Vakuumpumpen im Bereich der Einzellinse erhöht wird. Durch eine hierdurch erzeugte Verbesserung des Vakuums ist es möglich, höhere Spannungen zwischen den Driftröhren der Einzellinse anzulegen. Eine zweite Einzellinse wurde direkt hinter dem Extraktionskreuz eingebaut, um den, durch die erste Einzellinse parallelisierten Ionenstrahl für den weiteren Strahltransport zu fokussieren. Damit wurde eine Transmission von über 95% durch das Strahlführungssystem erreicht.

Das zunächst für die Formierung des Elektronenstrahls optimierte Elektronenstrahl-Extraktionssystem wurde hinsichtlich seiner IONENTRANSPORTEIGENSCHAFTEN durch Simulationen mit dem Programm IGUN optimiert. Hierdurch soll erreicht werden, daß der Ionenstrahl so gut wie möglich durch die Kathodenbohrung fokussiert werden kann, vor allem im Betrieb der Quelle ohne Elektronenstrahl, und die Strahlverluste an der Ziehelektrode und Anode, welche eine Verschlechterung des Vakuums im Extraktionsbereich verursachen, minimiert werden. Der Nachteil bei dem Programm IGUN liegt darin, daß zur Zeit nur die Trajektorien eines Ladungszustandes bei den Simulationen berechnet werden können und nicht ein Ensemble aus mehreren Ladungszuständen, wie es bei Ionenstrahlen einer EZR-Ionenquelle vorliegt. Daher wurde zunächst die Extraktionsgeometrie für den Ladungszustand mit dem maximalen Strom, dies ist Ar^{8+} bei der Frankfurter EZR-Ionenquelle optimiert, und anschließend die Auswirkungen auf Teilchen mit anderen Ladungszuständen betrachtet. Die Simulationen haben gezeigt, daß es besser ist, eine flache Ziehelektrode zu verwenden, welche vor allem den Extraktionsabstand zwischen Plasmameniskus und Ziehelektrode vergrößert.

6.2.1 Verluste von nicht-optimierten Ladungszuständen durch die Ionenoptik

Um die Ionenverluste für die unterschiedlichen Ladungszustände bedingt durch die Ionenoptik der gesamten Anlage (Extraktionssystem und Strahlführungssystem) experimentell zu untersuchen, wurde zunächst ein Ladungsspektrum aufgenommen, bei dem die gesamten ionenoptischen Elemente auf den Ladungszustand Ar^{8+} optimiert wurden. Anschließend wurden die ionenoptischen Elemente für jeden Ladungszustand einzeln optimiert. Die Quellenparameter wurden während dieser Messungen konstant gehalten. In Abbildung 1.4 sind die gemessenen Ladungsspektren und in Abbildung 1.5 ist das Verhältnis zwischen den beiden Spektren aufgetragen. Man sieht deutlich die mit kleiner werdendem Ladungszustand zunehmenden Strahlverluste, das heißt je größer die Differenz zwischen optimierten und betrachteten Ladungszustand wird, desto größer sind die Strahlverluste. Während diese bei Ar^{7+} nur 9% betragen, liegen die Verluste bei Ar^{5+} bereits bei 51% und steigen auf 82% für die beiden niedrigsten Ladungszustände Ar^{1+} und Ar^{2+} .

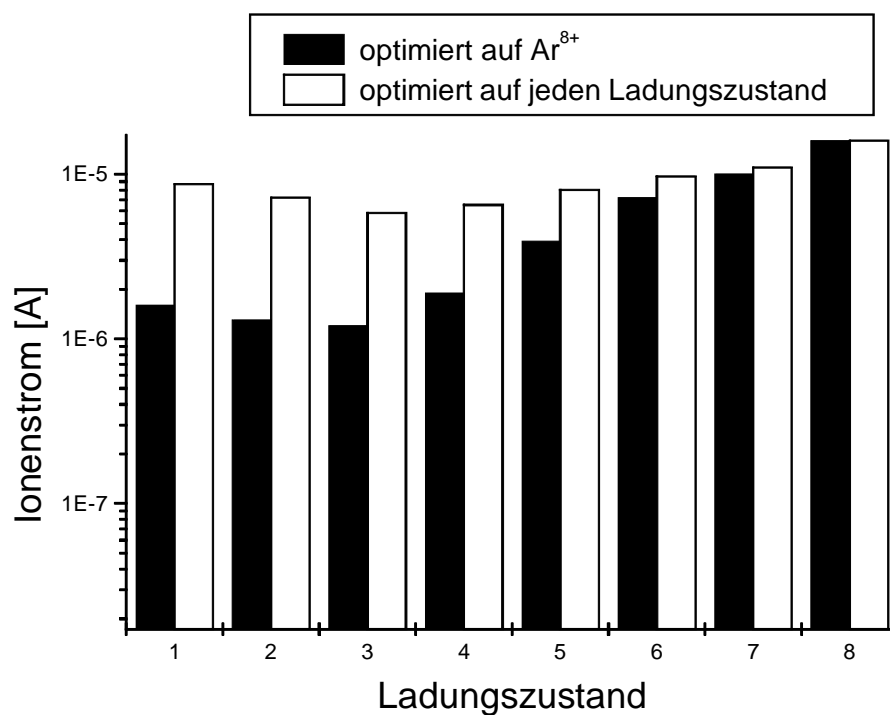


Abbildung 1.4: Gemessene Ladungsverteilung optimiert auf den Ladungszustand Ar⁸⁺ und mit Optimierung auf jeden einzelnen Ladungszustand.

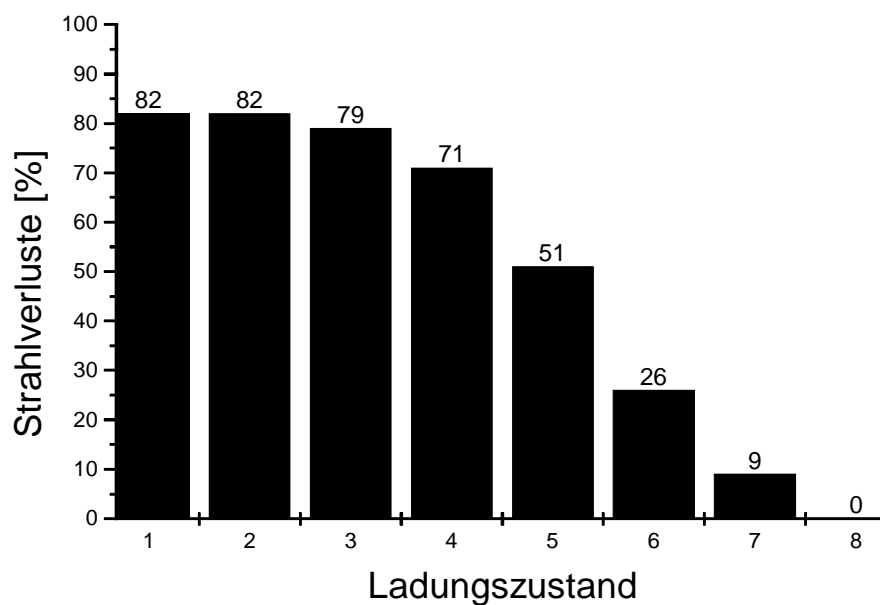


Abbildung 1.5: Verhältnis zwischen Ladungsverteilung optimiert auf den Ladungszustand Ar⁸⁺ und optimiert auf jeden einzelnen Ladungszustand.

6.2.2 Einfluß der *disk*-Funktion auf die Ladungsverteilung

Der Einsatz des wassergekühlten Kollektors ermöglicht neben der Absorption hoher Elektronenstrahlleistungen auch die *disk*-Funktion zu übernehmen und das Plasma mit kalten Elektronen zu versorgen. Durch Anlegen einer negativen Vorspannung an die *disk* (BIAS) wird die Anzahl an erzeugten Sekundärelektronen erhöht und die Elektronen, zur Überwindung des Plasmapotentials, in Richtung Plasma beschleunigt. Da beim ersten Testeinbau der Elektronenkanone vollkommen auf die *disk* verzichtet werden mußte und die Spektren nicht wie gewöhnlich bei Ar^{8+} ihr Maximum aufwiesen, soll nun die Einwirkung der *disk*-Funktion auf die Ladungsverteilung untersucht werden. Hierzu wurden zwei Ladungsspektren aufgenommen, wobei die angelegte *disk*-Spannung (mit BIAS) zum einen auf den Ladungszustand Ar^{8+} optimiert wurde und zum anderen auf Null gesetzt wurde (ohne BIAS), das heißt die Erzeugung von Sekundärelektronen wurde minimiert (Abbildung 1.6). Die Ladungszustände unterhalb von Ar^{5+} werden durch Anlegen der BIAS mit abnehmenden Ladungszustand erniedrigt, während die hochgeladenen Zustände, insbesondere Ar^{7+} und Ar^{8+} , erhöht werden (Abbildung 1.7). Berücksichtigt man, daß durch Nullsetzen der *disk*-Spannung die Erzeugung von Sekundärelektronen nicht vollständig auf Null reduziert wird, so kann man damit die Ladungsverteilungen der Spektren Abbildung 1.1 und Abbildung 1.3 beim ersten Testeinbau der Elektronenkanone erklären. Diese Ergebnisse sind damit zugleich eine deutliche Demonstration der Bedeutung der Anreicherung des Plasmas mit kalten Elektronen.

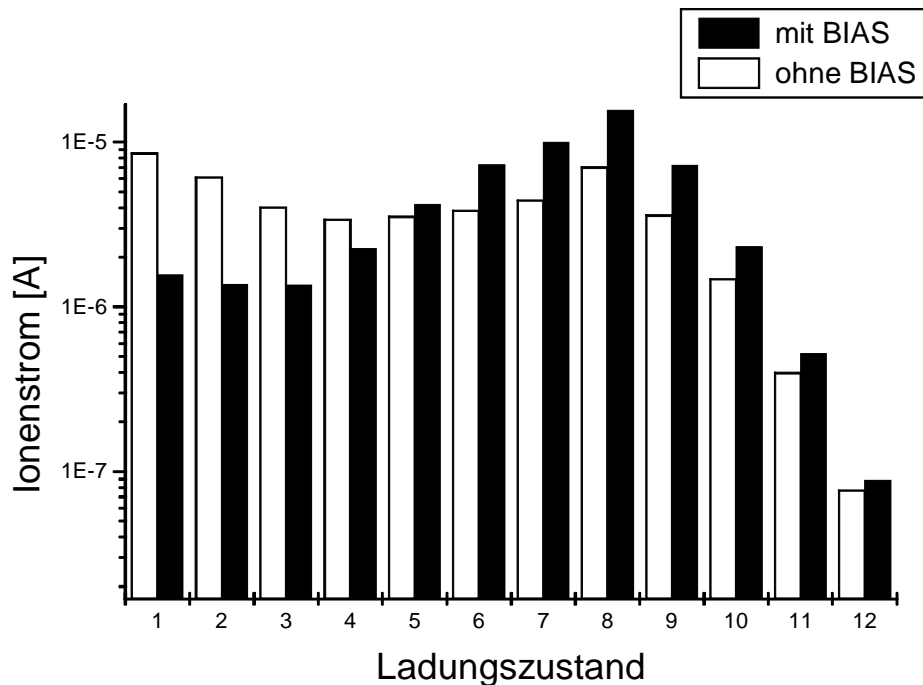


Abbildung 1.6: Gemessene Ladungsverteilung in Abhängigkeit von der *disk*-Spannung

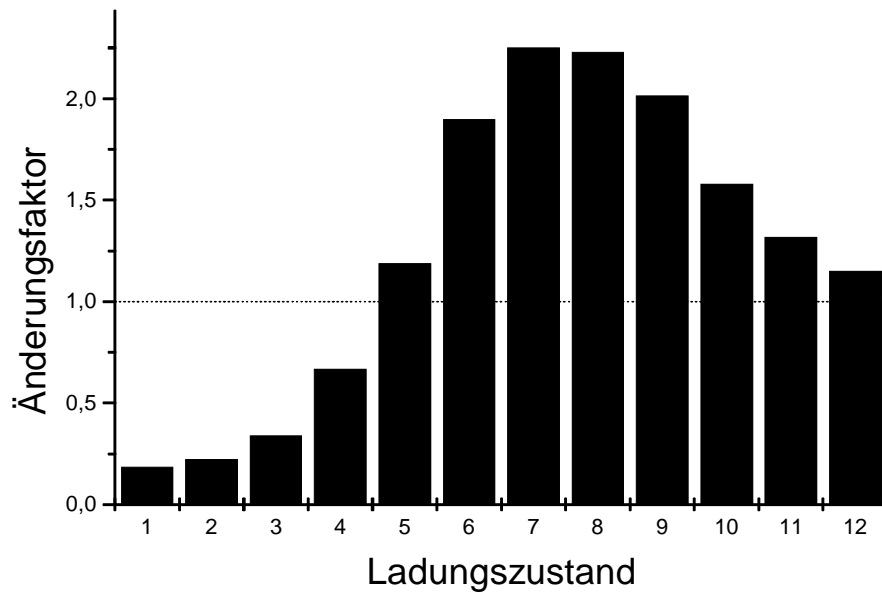


Abbildung 1.7: Verhältnis der Ladungszustände mit und ohne *disk*-Spannung.

6.2.3 Die Erzeugung von Ionen ohne Mikrowellenleistung (EBIS-Betrieb)

Im folgenden soll der Beitrag des Elektronenstrahl zur Ionisation der Ionen im Plasma und die Möglichkeit, den Elektronenstrahl zur Vorionisation von neutralem Quellengas einzusetzen, untersucht werden. Der Elektronenstrahl trägt zum einen bei der Ionisation von neutralem Quellengas und zum anderen bei der Ionisation von bereits ionisierten Teilchen bei. Eine Abschätzung des zu erwartenden Ionenstroms beträgt $1.12 \mu\text{A}$ bei einem Partialdruck von $8 \cdot 10^{-6}$ hPa Argon in der Plasmakammer und einem Elektronenstrahl mit einer Energie von 10 keV und einem Strom von 19.5 mA, hieraus ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von $6 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ für die Einfachionisation von Argon nach der Müller-Salzborn Formel (siehe Abschnitt **Error! Reference source not found.**). Eine Messung der Ionenströme mit 19.5 mA Elektronenstrahl und einem Partialdruck von etwa $8 \cdot 10^{-6}$ hPa Argon ist in Abbildung 1.8 aufgetragen. Summiert man die gemessenen Ionenströme auf, so erhält man $1.08 \mu\text{A}$. Der abgeschätzte Wert stimmt sehr gut mit dem gemessenen Wert überein, unter der Berücksichtigung, daß bei der Abschätzung ein konstanter Wirkungsquerschnitt für die Elektronenstoßionisation angenommen wurde, dieser jedoch mit zunehmenden Ladungszustand absinkt und der Partialdruck in der Plasmakammer auch nur abgeschätzt wurde.

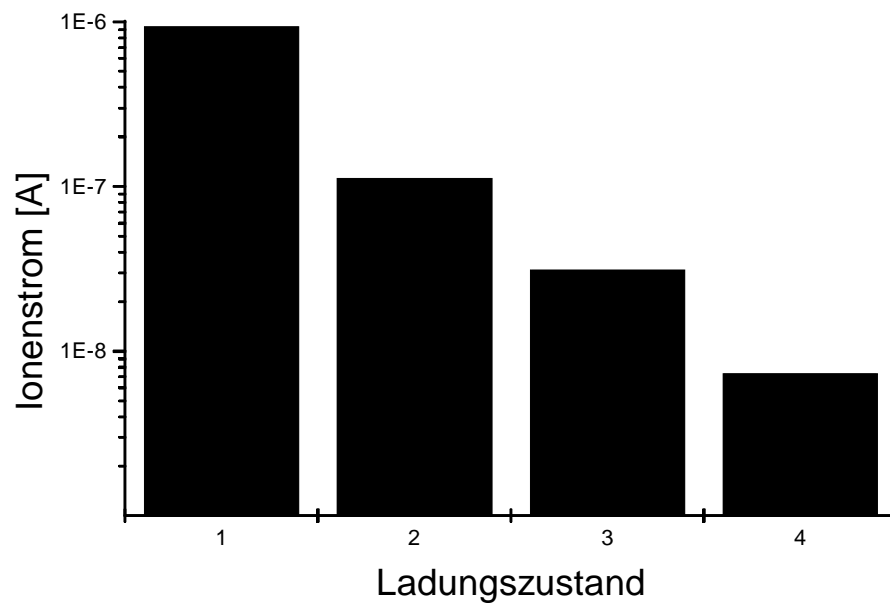


Abbildung 1.8: Spektrum nur mit Elektronenstrahl 10 keV und 19.5 mA (ohne Mikrowellenleistung)

Die Ionenerzeugung des Elektronenstrahls ohne Mikrowellenleistung kann man auch für die Aufnahme von Restgasspektren unter Grundvakuumbedingungen im Plasmakammerbereich verwenden (siehe auch Anhang C).

6.2.4 Einfluß des Elektronenstrahls auf die Ladungsverteilung

Durch das Vergrößern der Kathodenbohrung, die Verbesserung des Vakuums im Extraktionsbereich sowie im Bereich der Einzellinse hinter der Elektronenkanone und durch den Einsatz einer zweiten Einzellinse konnten die Ionenströme bis zu einem Faktor 250 (Ar^{8+}) gegenüber dem ersten Testeinbau gesteigert werden. Bei einer Extraktionsspannung von 10 kV, konnten die Verluste an den Blenden im Strahltransportsystem zu Null reduziert werden. Im Vergleich zu den typischen EZR-Spektren mit dem herkömmlichen Extraktionssystem sind die Ionenströme immer noch um einen Faktor 4-5 reduziert, wobei die Spektren mit dem herkömmlichen System bei Extraktionsspannung von 30 kV aufgenommen wurden. Das macht einen Vergleich mit den hier aufgenommenen Spektren, bei Extraktionsspannungen von 10 kV, schwierig. Eine Möglichkeit die Qualitäten der beiden Extraktionssysteme zu vergleichen, ist nur durch den Vergleich der Brillanzen der Ionenstrahlen gegeben.

Im folgenden sollen nun die Auswirkungen des Elektronenstrahls auf die Ladungsverteilung des Ionenstrahls unter den neuen Bedingungen untersucht werden. Abbildung 1.9 zeigt ein gemessenes Ladungsspektrum ohne und mit 45 mA Elektronenstrahl bei 10 kV Extraktionsspannung und einer mittleren Mikrowellenleistung von 700 W. Vergleicht man das Verhältnis der Ionenströme mit und ohne Elektronenstrahl (Abbildung 1.10), so fällt sofort eine Reduzierung des Ladungszustandes Ar^{11+} , welcher beim ersten Testeinbau überproportional angewachsen ist, auf und eine überproportionale Erhöhung des Ladungszustandes Ar^{12+} . Bei der Aufnahme dieser Spektren wurde auch hier zuerst ein Spektrum ohne Elektronenstrahl aufgenommen, anschließend wurde der Elektronenstrahl

hinzugefügt, ohne die Quellenparameter zu ändern. Lediglich die Spannungsdifferenz zwischen Plasmaelektrode und Ziehelektrode mußte nach Hinzunahme des Elektronenstrahls erhöht werden.

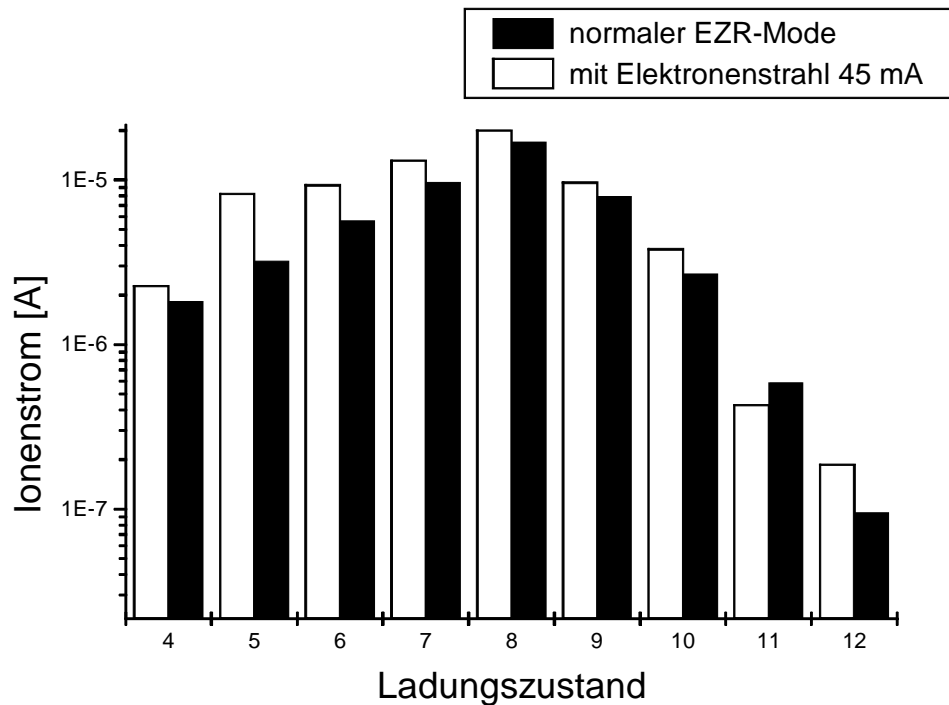


Abbildung 1.9: Gemessene Ladungsverteilung mit und ohne Elektronenstrahl bei einer Extraktionsspannung von 10 kV und einer Mikrowellenleistung von 700 W.

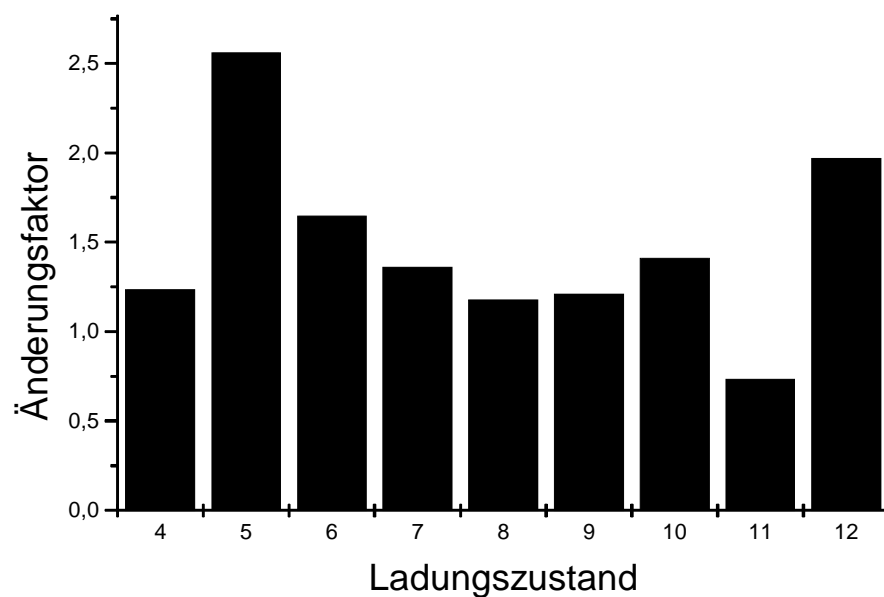


Abbildung 1.10: Verhältnis zwischen den gemessenen Ionenströmen mit und ohne Elektronenstrahl.

Für weitere Untersuchungen wurden mehrere Spektren mit unterschiedlichen Elektronenströmen bei hohen Mikrowellenleistungen, das heißt höheren Plasmadichten, aufgenommen. Abbildung 1.11 bis Abbildung 1.13 zeigen die Ladungsverteilung für Elektronenströme von 15, 25 und 35 mA im Vergleich zu derselben Ladungsverteilung ohne Elektronenstrahl bei 10 kV Extraktionsspannung und einer Mikrowellenleistung von 1700 W. Die Änderungen der individuellen Ladungsverteilungen gegenüber dem Spektrum, das im normalen EZR-Mode aufgenommen wurde, ist in Abbildung 1.14 zusammengefaßt. Die Spektren sind direkt hintereinander aufgenommen worden, wobei der Ionenstrahl auf den Ladungszustand Ar^{8+} optimiert wurde. Die Quellenparameter blieben unverändert, lediglich die Spannung zwischen Plasmaelektrode und Ziehelektrode wurde angepaßt.

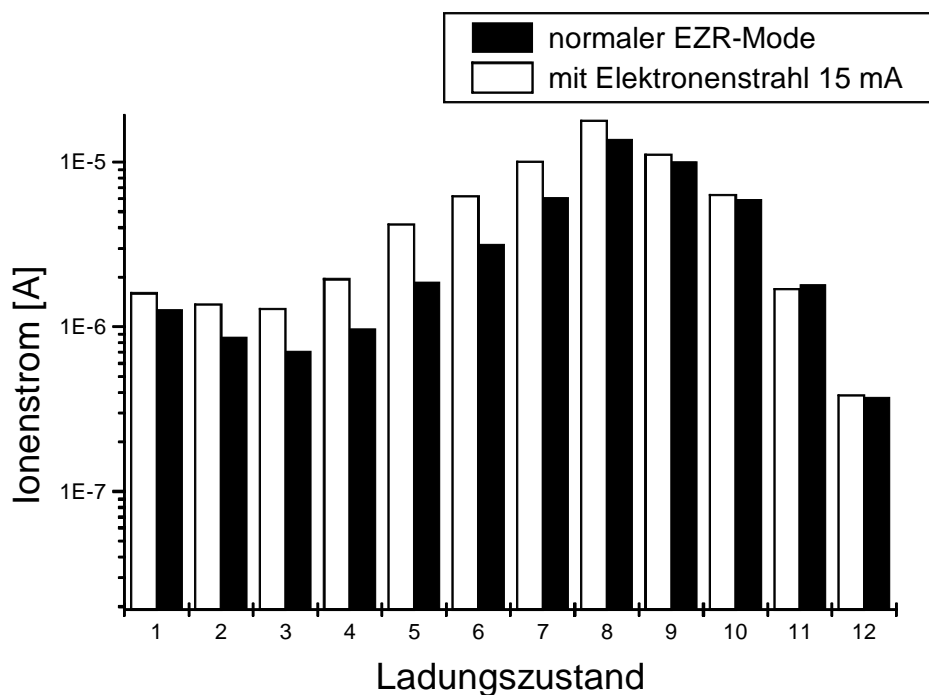


Abbildung 1.11: Gemessene Ladungsverteilung ohne und mit 15 mA Elektronenstrahl bei einer Extraktionsspannung von 10 kV und einer Mikrowellenleistung von 1700 W.

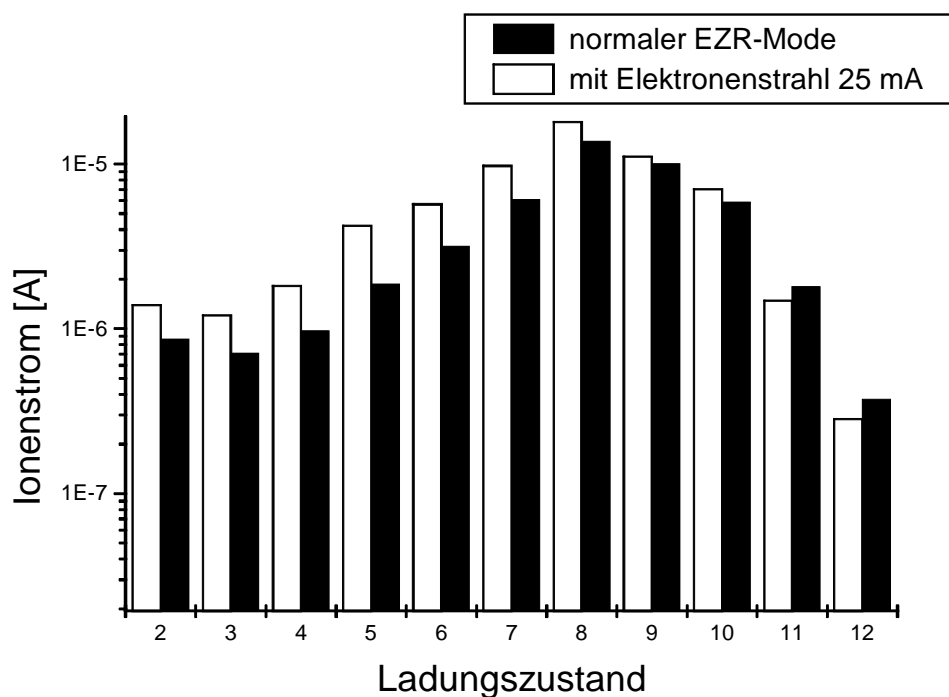


Abbildung 1.12: Gemessene Ladungsverteilung ohne und mit 25 mA Elektronenstrahl bei einer Extraktionsspannung von 10 kV und einer Mikrowellenleistung von 1700 W.

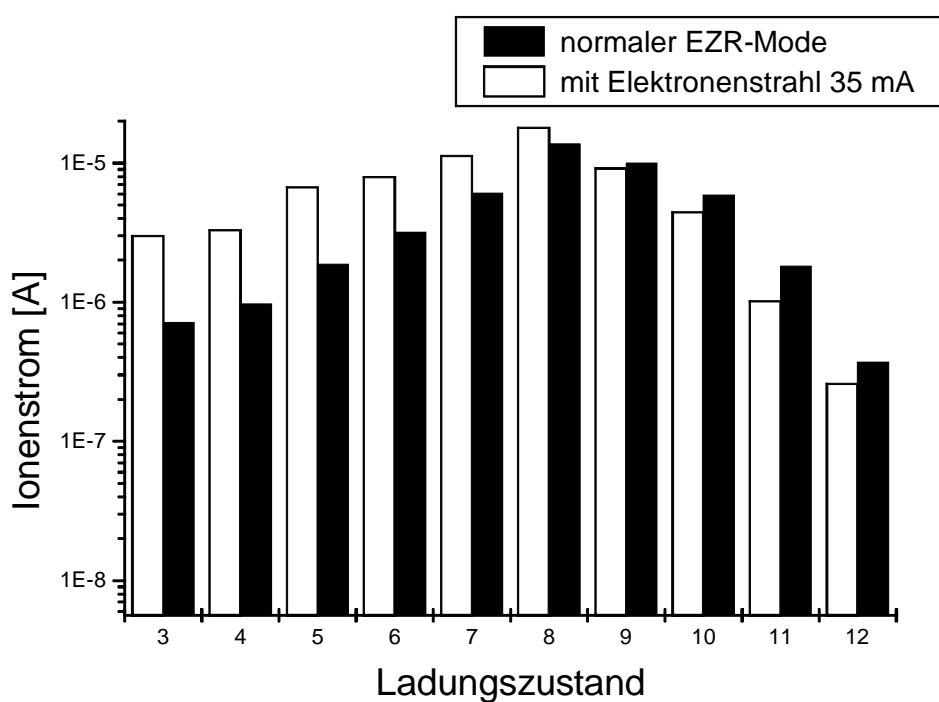


Abbildung 1.13: Gemessene Ladungsverteilung ohne und mit 35 mA Elektronenstrahl bei einer Extraktionsspannung von 10 kV und einer Mikrowellenleistung von 1700 W.

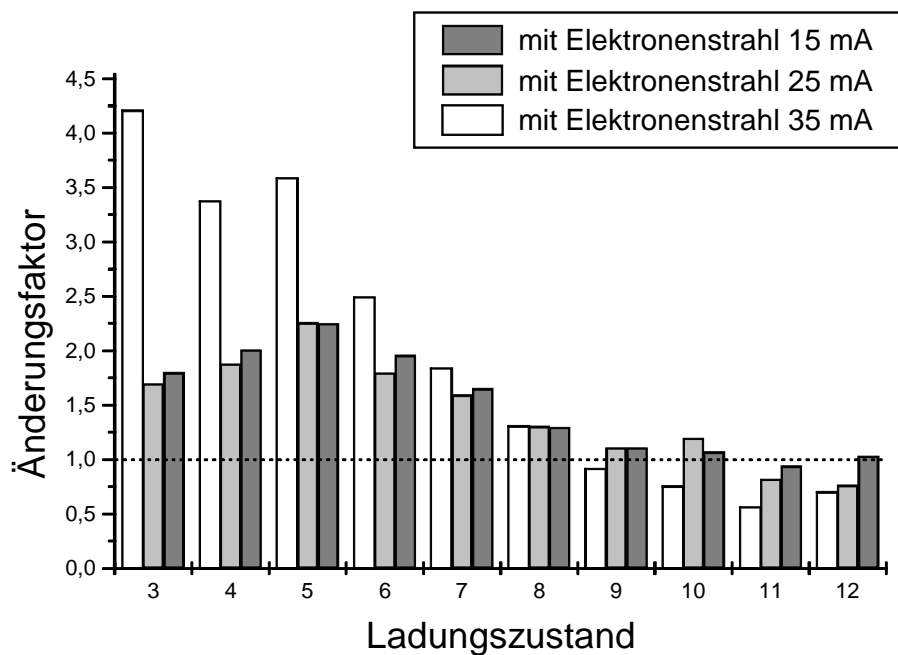


Abbildung 1.14: Verhältnis zwischen den gemessenen Ionenströmen mit und ohne Elektronenstrahl

Anhand der aufgenommenen Spektren erkennt man, daß der Ladungszustand Ar^{8+} unabhängig vom Elektronenstrom, um einen Faktor 1.3 gegenüber dem normalen EZR-Mode angewachsen ist. Wie bei den Messungen aus Abbildung 1.9 ist auch der Änderungsfaktor des Ladungszustandes Ar^{11+} bei diesen geringeren Elektronenstrahlintensitäten, aber höheren Plasmadichten, kleiner als der des Ladungszustand Ar^{12+} . Generell erkennt man jedoch den Trend, daß die Ausbeute an höheren Ladungszuständen mit zunehmenden Elektronenstrom erniedrigt und die Ausbeute an niedrigen Ladungszuständen mit zunehmendem Elektronenstrom erhöht wird.

Auf den ersten Blick sind auch die hier gezeigten Ergebnisse enttäuschend, da keine deutliche Erhöhung der hohen Ladungszustände zu sehen ist. Vergleicht man jedoch die Spektren mit 700 W und 1700 W Mikrowellenleistung, das heißt mit niedriger und hoher Plasmadichte, so beeinflusst der Elektronenstrahl bei niedrigen Plasmadichten die hohen Ladungszustände stärker, als bei hohen Plasmadichten. Dies deutet darauf hin, daß die Elektronendichte im Elektronenstrahl im Vergleich zur Elektronendichte im Plasma zu gering ist, um z. B. eine lokale Potentialabsenkung zu erzielen. Berücksichtigt man, daß die aufgenommenen Spektren auf den Ladungszustand Ar^{8+} optimiert wurden, so sind die Änderungen in der Ladungsverteilung, vor allem das starke Ansteigen der niedrig geladenen Zustände, hauptsächlich auf die Fokussierungseigenschaften des Elektronenstrahls zurückzuführen (siehe auch Kapitel 1.2.1).

Eine Erhöhung der Dichte des Elektronenstrahls war wegen der Strombegrenzung der Hochspannungsnetzgeräte nicht möglich. Eine Möglichkeit die Elektronenströme im Plasma zu steigern, ist durch die Erzeugung von Pendelelektronen gegeben. Die an der Kathode erzeugten Elektronen werden dann am Kollektor reflektiert und pendeln zwischen Kathode und Kollektor hin und her. Die durch die magnetischen Feldlinien geführten Elektronen, können sich beim Reflektieren auf eine weiter außen liegende Feldlinie setzen, bis die Elektronen schließlich an der Stelle der kleinsten Apertur und dem dazu relativ größten Durchmesser des Elektronenstrahls, der Anode, verlorengehen.

Hierzu müßte der Extraktionsbereich der Quelle neu konzipiert werden, damit die dann an der Anode deponierte Leistung durch Wasserkühlung abtransportiert werden kann. Der Platz für eine Wasserkühlung der Anode ist in der aktuellen Geometrie des Extraktionsbereiches nicht vorhanden.

Um die Ionenströme im Betrieb ohne Elektronenstrahl zu steigern, kann man zum einen die Kathodenbohrung größer machen, hierbei stößt man mit 5 mm Durchmesser auf eine Grenze, da sonst die Ionen auf den Kathodenheizer treffen. Zum anderen könnte man die Elektronenkanone auf der Gaseinlaßseite der Quelle installieren und diese im Pendelmodus betreiben. An der gewählten Fokussierung für den Elektronenstrahl müßte aus Symmetriegründen des Spulenpaares nichts geändert werden und es wäre ausreichend Platz für die Wasserkühlung der Anode vorhanden. Die Elektronen würden in diesem Fall zwischen Kathode und Ziehelektrode pendeln, wobei die größte Potentialabsenkung durch den Umkehrpunkt der Elektronen zwischen Plasmaelektrode und Ziehelektrode gegeben ist, da dort die Elektronen die kleinsten Geschwindigkeiten aufweisen. Der Umkehrpunkt könnte durch die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und dem Plasma gesteuert werden und somit auch direkt in den Plasmameniskus auf der Extraktionsseite gelegt werden. Durch diese Anordnungsvariation der Elektronenkanone entfallen aber die Möglichkeiten der Vorionisation von neutralem Quellengas, der Erzeugung von Sekundärelektronen und die Erzeugung von Festkörperionen.

Die Vorionisation von neutralem Quellengas durch den Elektronenstrahl wurde nur im Betrieb der Quelle ohne Mikrowelle gezeigt, genauere Untersuchungen zu den Auswirkungen auf das Plasma stehen noch aus. Die Erzeugung von Sekundärelektronen und die Erzeugung von Festkörperionen konnten ebenfalls nur angedeutet und die Messung der Emittanz und deren Vergleich mit den Emittanzen (bzw. Brillanzen) des herkömmlichen Extraktionssystems werden zur Zeit vorbereitet.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des Frankfurter 14.4GHz-EZR-(ve)RFQ-Projektes zur Erzeugung und Beschleunigung von hochgeladenen Ionen für atomphysikalische Experimente und zur Materialforschung. Die Kernelemente dieser Anlage sind eine 14.4 GHz Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle, ein 90-137° Analysiermagnet und ein Radio-Frequenz-Quadrupol-Beschleuniger mit variabler Energie. In der EZR-Ionenquelle werden hochgeladene Ionen durch Stöße mit schnellen Elektronen erzeugt. Die Elektronen werden durch Überlagerung eines magnetischen Doppelspiegelfeldes mit einem magnetischen Hexapolfeld in der Quelle eingeschlossen und durch Mikrowellenleistung nach dem Zyklotron-Resonanz-Prinzip auf hohe Energien beschleunigt. Bei der Entwicklung von Ionenquellen für hochgeladene Ionen verfolgt man das Ziel hohe Strahlströme bei höchsten Ladungszuständen und guten Strahlqualitäten (kleine Emittanzen) zu erreichen.

In dieser Arbeit wird ein neues Konzept für die Extraktion von Ionenstrahlen aus einem EZR-Plasma mit Hilfe eines intensiven Elektronenstrahls untersucht. Die hochgeladenen Ionen werden durch einen Potentialtopf im Plasma gehalten und können nur durch Abschalten der Mikrowellenleistung extrahiert werden (*Afterglow*-Effekt). Durch die Injektion eines intensiven Elektronenstrahls von der Extraktionsseite aus in das Plasma, soll lokal ein negativer Raumladungskanal erzeugt werden, durch den die hochgeladenen Ionen dem Potentialtopf entkommen können. Die Elektronen laufen dabei in entgegengesetzter Richtung zu den Ionen. Die Ionen erfahren eine anziehende Kraft durch den negativen Raumladungskanal der Elektronen in Richtung Achse und werden dadurch zusätzlich fokussiert. Der negative Raumladungskanal dient auch zur Führung der Ionen, welche durch eine Bohrung in der Kathode extrahiert werden.

Durch den Einschuss des Elektronenstrahls von der Extraktionsseite aus in das Plasma können weitere Verbesserungen der Quellenparameter erwartet werden. So z. B. die Erzeugung von Sekundärelektronen zum Ausgleich von Elektronenverlusten aus dem Plasma und zur Erhöhung der Plasmadichte, die Vorionisation von neutralen Gasteilchen zur Erhöhung des Ionisationsgrades des Plasmas und damit verbunden, die Verringerung von Ladungsaustauschprozessen zwischen neutralen Teilchen und hochgeladenen Ionen, schließlich die Erzeugung von Festkörperionen durch Verdampfen, insbesondere von Metallen mit hohem Siedepunkt (z. B. Wolfram) und die Verbesserung der Emittanz, da die Ionen durch den Elektronenstrahl näher der Achse geführt werden und dadurch die Ionen mit einem kleineren Strahlradius extrahiert werden.

Für die Erzeugung des Elektronenstrahls wurde eine mit Barium imprägnierte Wolfram-Kathode benutzt. Diese besitzt eine Emissionsstromdichte von 1 A/cm^2 bei einer Temperatur von 1100°C und einer Oberfläche von 3 cm^2 . Zur Fokussierung des Elektronenstrahls werden die magnetischen Felder der beiden EZR-Spulen genutzt. Die magnetischen Feldlinien werden durch passive Abschirmung so geformt, daß diese senkrecht durch die Oberfläche der Kathode stoßen. Die erzeugten Elektronen werden entlang dieser magnetischen Feldlinien geführt. Da die Elektronen in Richtung Plasma beschleunigt werden, laufen diese in ein ansteigendes Magnetfeld, welches für die Fokussierung und Kompression des Elektronenstrahls sorgt. Um die Leistung des Elektronenstrahls zu vernichten, wurde ein wassergekühlter Kollektor auf der Gaseinlaßseite in der Quelle installiert. Dieser übernimmt außerdem die *disk*-Funktion, zum Ausgleich von Elektronenverlusten aus dem Plasma und zur Erhöhung der Plasmadichte. Er besteht aus ferromagnetischen Material (Reineisen) und sorgt somit für eine Verbesserung des Jochschlusses der Magnetfeldspulen und für eine Verbesserung des Spiegelverhältnisses auf der Gaseinlaßseite von 2.9 auf 3.8.

Beim ersten Testeinbau des neuen Extraktionssystems, bei dem der wassergekühlte Kollektor und damit die *disk* fehlte, wurde die Arbeitsfähigkeit der Elektronenkanone in der Umgebung der arbeiteten EZR-Ionenquelle demonstriert. Die Kathode wurde mit ihrer Originalbohrung von 1 mm Durchmesser eingesetzt, wodurch die Ionenströme um bis zu einem Faktor 1000 im Vergleich zu den herkömmlich gemessenen Ionenströmen reduziert wurden. Durch das Fehlen der *disk* zeigen die aufgenommenen Ladungsspektren einen Intensitätsabfall zu hohen Ladungszuständen hin. Dennoch konnte gezeigt werden, daß mit Elektronenstrahl wesentlich höhere Ionenströme erreicht werden, als im Betrieb ohne Elektronenstrahl.

Mit dem Einbau eines wassergekühlten Kollektors und der Vergrößerung der Kathodenbohrung auf 3 mm Durchmesser konnten die Ionenströme im Maximum bei Ar^{8+} auf 25 μA gesteigert werden, so daß nur noch ein Faktor 4 bis zu den besten Ergebnissen der Quelle fehlt. Da jedoch durch die 3 mm Kathodenbohrung die Emittanz des Ionenstrahls besser ist als mit dem herkömmlichen Extraktionssystem, wäre ein Vergleich der Brillanzen nötig, um genaue Aussagen über die Qualität des Elektronenstrahl-Extraktionssystems zu machen, jedoch fehlte hierzu eine Emittanz-Meßanlage. Die Ladungsverteilung zeigt auch wieder den gewöhnlich Verlauf mit dem Maximum bei Ar^{8+} .

Vergleicht man nun die Ladungsspektren mit unterschiedlichen Mikrowellenleistungen, so zeigt sich bei mittleren Mikrowellenleistungen (700 W) eine überproportionale Erhöhung des Ladungszustandes Ar^{12+} , jedoch eine Reduzierung des Ladungszustandes Ar^{11+} . Untersuchungen bei hohen Mikrowellenleistungen (1700 W), das bedeutet einer höheren Plasmadichte gegenüber den Messungen mit mittleren Mikrowellenleistungen, zeigen ebenfalls, daß der Änderungsfaktor des Ladungszustand Ar^{12+} größer ist, als der des Ladungszustand Ar^{11+} . Die Ladungsspektren zeigen auch, daß der Elektronenstrahl bei niedrigeren Plasmadichten größere Auswirkung auf die hohen Ladungszustände hat, als bei hohen Plasmadichten. Dies zeigt, daß die Elektronenstrahldichten im Vergleich zur Plasmadichte viel zu gering sind, so daß z. B. der gewünschte Effekt der lokalen Potentialabsenkung nicht einsetzt und die Änderungen in der Ladungsverteilung im wesentlichen auf die Fokussierungseigenschaften des Elektronenstrahls zurückzuführen sind. Hierzu müssen weitere Untersuchungen mit höheren Elektronenstrahldichten vorgenommen werden. In diesem Zusammenhang sind auch Untersuchungen zur Größe des nutzbaren Ionenreservoirs im Plasma (z. B. durch *Afterglow*-Effekt) an der Frankfurter EZR-Ionenquelle notwendig.

8 Literaturverzeichnis

- [1] H. Schmidt-Böcking, A. Schempp, K. E. Stiebing, *Materials Research with Ion Beams*, edited by H. Schmidt-Böcking, A. Schempp, K. E. Stiebing, Research Reports in Physics, Springer Verlag, Heidelberg (1992).
- [2] K. E. Stiebing, D. Hofmann, H. Schmidt-Böcking, K. Bethge, H. Streitz, O. Fröhlich, A. Schempp, H. Klein, G. Zschornack und C. Lyneis, *Rev. Sci. Instrum.* **63** (4), 2897 (1992).
- [3] O. Hohn, S. Runkel, L. Schmidt, K. E. Stiebing, K. Bethge, H. Schmidt-Böcking, A. Schempp, U. Bessler und P. Beller, *Planung des hochenergetischen Strahltransports der EZR-(ve)RFQ Anlage*, IKF Jahresbericht (1996).
- [4] A. Müller, E. Salzborn, R. Frodl, R. Becker, H. Klein und H. Winter, *J. Phys.* **B 13**, 1877 (1980).
- [5] W. Lotz, *Zeitschrift für Physik* **216**, 241 (1968).
- [6] W. Lotz, *Zeitschrift für Physik* **220**, 466 (1969).
- [7] Y. Jongen und C. M. Lyneis, *The Physics and Technology of Ion Sources*, edited Ian G. Brown, J. Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore (1989).
- [8] J. Arianer und R. Geller, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **31**, 19-51 (1981).
- [9] A. Müller und E. Salzborn, *Phys. Lett.* **62 A**, 391 (1977).
- [10] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics*, Plenum Press, New York und London (1974).
- [11] C. C. Petty, D. L. Goodman, D. K. Smith and D. L. Smatlak, *Proceedings of the International Conference on the physics of multiply charged ions and International workshop on E.C.R. ion sources*, Grenoble (1988).
- [12] G. D. Shirkov und G. Zschornak, *Electron Impact Ion Sources for Highly Charged Ions*, Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig/Wiesbaden (1996).
- [13] G. Shirkov, *Rev. Sci. Instrum.* **63** (4), 2894 (1992).
- [14] C. D. Child, *Phys. Rev.* **32**, 492 (1911).
- [15] I. Langmuir, *Phys. Rev.* **11**, 450 (1930).
- [16] M. Sarstedt, *Untersuchungen zu Strahlformierung und Transport intensiver Ionenstrahlen und ihrer Injektion in einen RFQ-Beschleuniger*, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Universität Frankfurt (1994).

- [17] W. Krauss-Vogt, *Untersuchungen zur Ionenproduktion und Strahlformierung bei EZR-Ionenquellen*, Dissertation, Universität Bonn (1986).
- [18] L. Schmidt, *Extraktion und Strahlführung an der Frankfurter EZR-Ionenquelle*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt (1995).
- [19] S. Runkel, O. Hohn, L. Schmidt, K. E. Stiebing, H. Schmidt-Böcking, A. Schempp und R. Becker, *Electron-beam extraction system for the Frankfurt 14GHz ECRIS*, Rev. Sci. Instrum., in Vorbereitung.
- [20] K. Schindl, Cern Accelerator School, Cascais (1996).
- [21] L. Schächter, S. Dobrescu, Al. I. Badescu-Singureanu und N. Baltateanu, Rev. Sci. Instrum., in Vorbereitung.
- [22] C. M. Lyneis, Z. Xie, D. J. Clark, R. S. Lam und S. A. Lundgren, Proceedings of the International Conference on ECR Ion Sources, Knoxville (1990).
- [23] M. Weidenmüller, *Eine EBIS ohne Magnetfeld zur Kathodenextraktion niedriger Ladungszustände positiver Ionen*, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Frankfurt (1997).
- [24] B. H. Wolf, *Handbook of Ion Sources*, edited by Bernhard Wolf, CRC Press, Boca Raton, New York, London, Tokyo (1995).
- [25] I. Langmuir und K. B. Blodgett, Phys. Rev. **24**, 49 (1924).
- [26] J. R. Pierce, *Theory and Design of Electron Beams*, D. v. Nostrand Inc., New York (1954).
- [27] R. Becker, *loc. cit.* [23].
- [28] A. Mager, Zeitschrift für angewandte Physik **23**, 381 (1967).
- [29] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, de Gruyter, Berlin, New York (1983).
- [30] R. Becker, Proceedings of the IIIrd EBIS Workshop, edited V. Kostroun und B. W. Schmieder, Ithacs (1985).
- [31] A. Schremmer, *Strahlseparation an der Frankfurter EZR-Ionenquelle*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt (1995).
- [32] R. Boll, *Weichmagnetische Werkstoffe*, Vakuumschmelze GmbH, Hanau (1990).
- [33] O. Kester, *Entwicklung einer Elektronenstrahlionenquelle (EBIS) mit „schneller“ Ionenextraktion zur Anwendung bei der Strahlentherapie mit leichten Ionen*, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Universität Frankfurt (1995).
- [34] J. H. Billen und L. M. Young, *The PC version of POISSON SUPERFISH*, Los Alamos (1997).

- [35] R. Becker, *IGUNe* – Simulation of the Extraction of positive Ions from a Plasma, Frankfurt (1992).
- [36] J. L. Cronin, *Practical aspects of modern dispenser cathodes*, Spectra-Mat Inc., Watsonville (1979).
- [37] Robert C. Weast, *Handbook of Chemistry and Physics 66Th Edition*, CRC Press, Boca Raton, Florida (1985).

9 Anhang

A) Ionisationsenergien für Argon

B) Ergänzung zur Herleitung des Child-Langmuir-Gesetzes

C) Aufnahme von Restgasspektren mit dem Elektronenstrahl

A) Ionisationsenergien für Argon

In der folgenden Tabelle A.1 sind die Ionisationsenergien E_i für die Ionisation $A^{q+} \rightarrow A^{(q+1)+}$ für Argon aufgeführt.

$A^{q+} \rightarrow A^{(q+1)+}$	Konfiguration	E_i [eV]	Hauptschale
$0^+ \rightarrow 1^+$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$	15.759	M-Schale
$1^+ \rightarrow 2^+$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5$	27.629	
$2^+ \rightarrow 3^+$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^4$	40.74	
$3^+ \rightarrow 4^+$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^3$	59.81	
$4^+ \rightarrow 5^+$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$	75.02	
$5^+ \rightarrow 6^+$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$	91.007	
$6^+ \rightarrow 7^+$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2$	124.319	
$7^+ \rightarrow 8^+$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$	143.456	
$8^+ \rightarrow 9^+$	$1s^2 2s^2 2p^6$	422.44	L-Schale
$9^+ \rightarrow 10^+$	$1s^2 2s^2 2p^5$	478.68	
$10^+ \rightarrow 11^+$	$1s^2 2s^2 2p^4$	538.95	
$11^+ \rightarrow 12^+$	$1s^2 2s^2 2p^3$	618.24	
$12^+ \rightarrow 13^+$	$1s^2 2s^2 2p^2$	686.09	
$13^+ \rightarrow 14^+$	$1s^2 2s^2 2p^1$	755.73	
$14^+ \rightarrow 15^+$	$1s^2 2s^2$	854.75	
$15^+ \rightarrow 16^+$	$1s^2 2s^1$	918	
$16^+ \rightarrow 17^+$	$1s^2$	4120.778	K-Schale
$17^+ \rightarrow 18^+$	$1s^1$	4426.114	

Tabelle A.1: Ionisationsenergien für Argon [37].

B) Ergänzung zur Herleitung des Child-Langmuir-Gesetzes

Die Lösung der Differentialgleichung:

$$\frac{\partial^2 U(z)}{\partial z^2} = -\frac{j}{\epsilon_0} \cdot \sqrt{\frac{m}{2 \cdot e \cdot i \cdot U(z)}} \quad (\text{B.1})$$

folgt durch den Potenzansatz:

$$U(z) = c \cdot z^n \quad (\text{B.2})$$

$$\frac{\partial^2 U(z)}{\partial z^2} = c \cdot n \cdot (n-1) \cdot z^{n-2} \quad (\text{B.3})$$

Durch einsetzen der beiden Gleichung (B.3) und (B.2) in die Differentialgleichung (B.1) folgt:

$$c \cdot (n^2 - n) \cdot z^{n-2} = -\frac{j}{\epsilon_0} \cdot \sqrt{\frac{m}{2 \cdot e \cdot i}} \cdot c^{-\frac{1}{2}} \cdot z^{-\frac{1}{2} \cdot n} \quad (\text{B.4})$$

$$c^{\frac{3}{2}} \cdot (n^2 - n) \cdot z^{\frac{3}{2}n-2} = -\frac{j}{\epsilon_0} \cdot \sqrt{\frac{m}{2 \cdot e \cdot i}} \quad (\text{B.5})$$

hoch 2/3:

$$c \cdot z^n \cdot (n^2 - n)^{\frac{2}{3}} \cdot z^{-\frac{4}{3}} = \left(\frac{j}{\epsilon_0} \cdot \sqrt{\frac{m}{2 \cdot e \cdot i}} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (\text{B.6})$$

Durch einsetzen des Potenzansatzes (B.2) und Auflösung der Gleichung nach U(z) erhält man:

$$U(z) = \frac{\left(\frac{j}{\epsilon_0} \cdot \sqrt{\frac{m}{2 \cdot e \cdot i}} \right)^{\frac{2}{3}}}{(n^2 - n)^{\frac{2}{3}}} \cdot z^{\frac{4}{3}} \quad (\text{B.7})$$

Durch Koeffizientenvergleich mit Gleichung (B.2) erhält man für $n = 4/3$:

$$U(z) = \left(\frac{9}{4} \cdot \frac{j}{\epsilon_0} \cdot \sqrt{\frac{m}{2 \cdot e \cdot i}} \right)^{\frac{2}{3}} \cdot z^{\frac{4}{3}} \quad (\text{B.8})$$

Aus der Randbedingung $U(d) = U_{\text{Anode}} - U_{\text{Kathode}} = U_{\text{Ex}}$ folgt das Child-Langmuir-Gesetz:

$$j = \frac{4}{9} \cdot \epsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot i}{m}} \cdot \frac{U_{\text{Ex.}}^{3/2}}{d^2} \quad (\text{B.9})$$

C) Aufnahme von Restgasspektren mit dem Elektronenstrahl

Im Druckbereich des Grundvakuaums ($\approx 10^{-8}$ hPa) ist es nicht möglich ein Plasma mit Hilfe der Mikrowelle zu zünden und somit das Restgas zu analysieren. Durch den Elektronenstrahl ist es möglich im Hoch- und Ultrahochvakuum mittels Elektronenstoßionisation Restgasionen zu erzeugen und diese mit Hilfe des Analysiermagneten zu untersuchen. Abbildung C.1 zeigt ein gemessenes Restgasspektrum mit 18 mA Elektronenstrahl. Dieses Spektrum beinhaltet neben den in Luft vorkommenden Gasen verschiedene Kohlenwasserstoffe (Tabelle C.1).

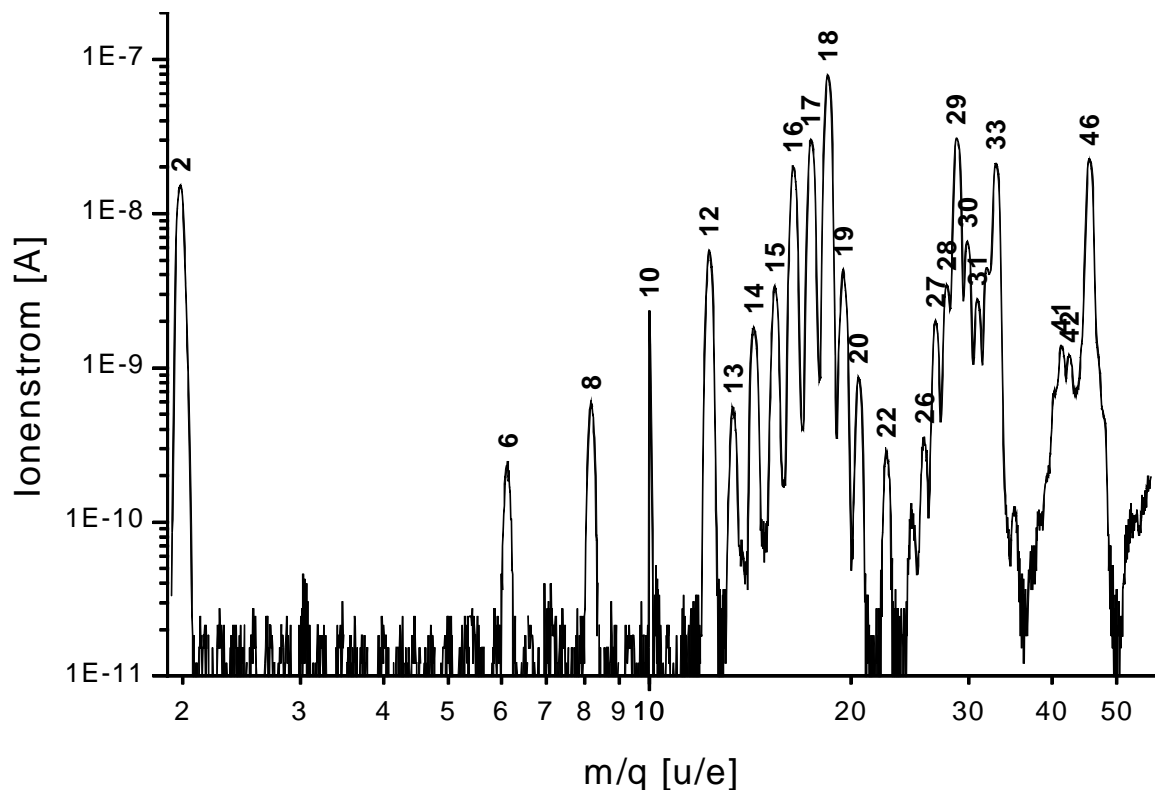


Abbildung C.1: Restgasspektrum bei einem Restgasdruck von etwa 10^{-8} hPa.

Die Restgasionen liegen in ein- und zweifach ionisiertem Zustand vor:

Restgasgruppe	Ionensorten	m/q
Wasser, Wasserstoff	H^{++} , OH^+ , H_2O^+	2, 17, 18
Kohlenstoff	C^+ , C^{++}	6, 12
Sauerstoff	O^+ , O^{++} , O_2^+	8, 16, 32
Stickstoff	N^+ , N_2^+	14, 28
Kohlenwasserstoffe	C_xH_x^+	16, 26, 28, 30, 32, 42, 44, 46
Kohlenstoffverbindungen	CO^+ , CO_2^+ , $\text{C}_x\text{H}_x\text{O}_x^+$	28, 32, 44, 46
Stickstoffverbindungen	NH_3^+ , NO_x^+ , N_2O^+	17, 30, 44, 46

Tabelle C.1: Restgas.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Herrn Prof. Dr. K. Bethge für die Aufnahme am Institut für Kernphysik und Herrn Prof. Dr. H. Klein für die Aufnahme am Institut für Angewandte Physik,

Herrn Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking für die Anregung zu dieser Arbeit und die vielen Ratschläge bei der Bewältigung von Problemen,

Herrn Prof. Dr. A. Schempp für sein stetes Interesse am Fortgang dieser Arbeit,

bei den Mitgliedern beider Arbeitsgruppen für ihre Unterstützung und die stets gute Atmosphäre,

den Mitgliedern der EZR-Gruppe, Herrn Dr. K. E. Stiebing, dem Leiter des Projektes, und Herrn L. Schmidt für die zahlreichen Diskussionen, Ratschläge und die Unterstützung beim Aufbau des Extraktionssystems und der Durchführung der Experimente,

Herrn Prof. Dr. R. Becker für die Hilfe bei der Konstruktion der Elektronenkanone, dem zur Verfügung gestellten Programm IGUNE und den vielen (Zug)-Diskussionen,

Herrn Dr. W. Schadt von der Firma VAKUUMSCHMELZE Hanau, für die Schlußglühung des Abschirmzylinders,

den Werkstätten der Institute, insbesondere Herrn E. Zanger für die Unterstützung bei der Konstruktion,

der Beschleunigermannschaft unter der Leitung von Herrn K. Schneider, für die Hilfe bei der Bewältigung von technischen Problemen,

Herrn K. Ullmann-Pfleger und Herrn A. Müller für die Hilfe bei Problemen im Netzwerk,

meinem Freund Oliver Hohn für die vielen lebhaften Diskussionen und die ständige Hilfsbereitschaft, insbesondere bei den Umbauten an der Ionenquelle,

und schließlich möchte ich mich bei meinen Eltern, Hildegard (†29.01.1996) und Walter, bedanken, die mir durch ihre Unterstützung das Studium erst ermöglichten.